

SÉRIE A, N° 2052

N° D'ORDRE :

2919

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

ANDRÉ BERTHELOT

Agrégé des Sciences Physiques
Assistant au Collège de France

1^{re} THÈSE. — CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DE L'ISOMÉRIE NUCLÉAIRE :
ÉTUDE, PAR LA MÉTHODE D'ABSORPTION, DU RAYON-
NEMENT DE CONVERSION INTERNE ASSOCIÉ A LA
TRANSITION ISOMÉRIQUE DU BROME 80.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 10 nov. 1943 devant la Commission d'examen.

M. A. DEBIERNE..... *Président.*

M^{me} I. JOLIOT-CURIE..... } *Examineurs.*
M. G. BRUHAT. }

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

420, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1944

SÉRIE A, N° 2052

N° D'ORDRE :

2919

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

ANDRÉ BERTHELOT

Agrégé des Sciences Physiques
Assistant au Collège de France

1^{re} THÈSE. — CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DE L'ISOMÉRIE NUCLÉAIRE :
ÉTUDE, PAR LA MÉTHODE D'ABSORPTION, DU RAYON-
NEMENT DE CONVERSION INTERNE ASSOCIÉ A LA
TRANSITION ISOMÉRIQUE DU BROME 80.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 10 nov. 1943 devant la Commission d'examen.

M. A. DEBIERNE..... *Président.*

M^{me} I. JOLIOT-CURIE..... { *Examineurs.*

M. G. BRUHAT. }

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1944

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

Doyen..... P. MONTEL.

PROFESSEURS

Charles PÉREZ....	T Zoologie.	GROZE	T Physique théorique et Physique céleste.
P. MONTEL.....	T Théorie des fonctions.	DUPONT.....	T Théories chimiques.
L. BLARINGHEM ..	T Botanique.	VALIRON	T Calcul différentiel et intégral.
G. JULIA.....	T Analyse supérieure et Algèbre supérieure.	BARRABÉ	Géologie structurale et géologie appliquée.
C. MAUGUIN.....	T Minéralogie.	F. PERRIN.....	Théories physiques.
A. DENJOY.....	T Géométrie supérieure.	VAVON.....	T Analyse et mesures chimiques.
L. LUTAUD.....	T Géographie physique et Géologie dynamique.	G. DARMOIS.....	T Mathématiques générales.
G. BRUHAT.....	T Physique	CHATTON.....	T Biologie maritime.
E. DARMOIS.....	T Enseignement de Physique.	AUBEL.....	Chimie biologique.
A. DERNIERE.....	T Electronique et Radio-activité.	Jacques BOURCART.	Géographie physique et Géologie dynamique.
L. DUNOYER.....	T Chimie-Physique.	M ^{me} JOLIOT-CURIE.	Physique générale et Radioactivité.
M. JAVILLIER.....	T Chimie biologique.	PLANTEFOL.....	Botanique.
Henri VILLAT....	T Mécanique des fluides et applications.	CABANNES.....	T Recherches physiques.
Ch. JACOB.....	T Géologie.	GRASSÉ.....	T Zoologie. Évolution des êtres organisés.
P. PASCAL.....	T Chimie générale.	PRÉVOST.....	Chimie organique.
M. FRÉCHET.....	T Calcul des probabilités et Physique mathématique.	BOULIGAND.....	Mathématiques.
E. ESCLANGON....	T Astronomie.	CHAUDRON.....	Chimie.
H. BEGHIN.....	T Mécanique physique et expérimentale.	WYART.....	Minéralogie.
FOCH	T Mécanique expérimentale des fluides.	TEISSIER.....	Zoologie.
PAUTHENIER.....	T Electrotechnique générale.	MANGENOT.....	Biologie végétale (P.C.B.)
De BROGLIE.....	T Théories physiques.	P. AUGER.....	Physique.
CHRÉTIEN.....	Optique appliquée.	MONNIER.....	Physiologie générale.
PRENANT	T Anatomie et Histologie comparées.	PIVETEAU.....	Géologie.
COMBES.....	T Physiologie végétale.	ROCARD.....	Physique.
GARNIER.....	T Application de l'analyse à la géométrie.	H. CARTAN.....	Calcul différentiel.
PÉRÉS	T Mécanique rationnelle.	SCHAEFFER.....	T Physiologie générale.
HACKSPILL.....	T Chimie minérale.	LAFFITTE.....	Chimie (P. C. B.).
TOUSSAINT.....	Technique aéronautique.	LERAY.....	Mécanique théorique des fluides.
M. CURIE.....	Physique (P. C. B.).	FAVART.....	Calcul des Probabilités et Physique Mathématique.
G. RIBAUD.....	T Hautes températures.	COULOMB.....	T Physique du Globe.
CHAZY.....	T Mécanique analytique.	M ^{lle} COUSIN	Biologie animale (P. C. B.)
GAULT	T Chimie (P. C. B.).		

Secrétaire..... CH. MONIER.

Secrétaires honoraires..... { D. TOMBECK.
A. PACAUD.



A Monsieur le Professeur F. JOLIOT

Hommage de profonde gratitude.

A MA FEMME

A MES PARENTS

**CONTRIBUTION A L'ÉTUDE
DE L'ISOMÉRIE NUCLÉAIRE :
ÉTUDE, PAR LA MÉTHODE D'ABSORPTION,
DU RAYONNEMENT DE CONVERSION INTERNE
ASSOCIÉ A LA TRANSITION ISOMÉRIQUE
DU BROME 80**

Par M. ANDRÉ BERTHELOT

AVANT-PROPOS

L'isomérisie nucléaire est une des branches les plus récentes de l'étude du noyau atomique. Il n'y a guère que cinq ou six ans, en effet, que la multiplication des cas de radioactivité artificielle a amené les physiciens à constater que ce phénomène, déjà observé une fois dans le domaine de la radioactivité naturelle, n'était nullement exceptionnel. Au cours de cette période la plupart des travaux expérimentaux ont consisté à identifier les cas d'isomérisie, ceci se faisant par la seule considération de la propriété nucléaire la plus facile à étudier : la période. Quelques expérimentateurs seulement se sont efforcés d'obtenir des précisions quantitatives en ce qui concerne le rayonnement émis. Dès le début, le rôle important de la conversion interne s'est trouvé mis en évidence, montrant que l'isomérisie, phénomène essentiellement nucléaire, était cependant influencée par les électrons les plus proches du noyau. Il en résulte une complication importante dans son interprétation théorique. Les théoriciens se tirent d'affaire par une sorte de séparation des variables consistant à envisager d'abord le phénomène pour un noyau isolé (théorie de la transition radiative) puis la modification apportée par la présence des électrons entourant le noyau (théorie de la conversion interne).

La présente publication est destinée à rendre compte des travaux que j'ai effectués en vue de l'étude du rayonnement de conversion interne dans le cas particulier de l'isomérisie du brome 80. C'est l'objet de la seconde partie du mémoire (chapitres III à X).

A l'exception des travaux effectués avant la guerre par Pontecorvo

au Laboratoire de Chimie Nucléaire du Collège de France, le phénomène de l'isomérisation n'a fait l'objet d'aucune recherche en France jusqu'à maintenant, si bien que, malgré son intérêt, il n'existe rien à son sujet dans la littérature scientifique de langue française, et en dehors des spécialistes de la physique nucléaire, il est demeuré inconnu de la plupart des physiciens. C'est la principale raison pour laquelle j'ai cru devoir consacrer la première partie du mémoire à un exposé général du problème de l'isomérisation nucléaire en en considérant d'abord l'aspect expérimental (chap. I^{er}) puis l'aspect théorique (chap. II). Je tiens à bien préciser qu'il s'agit là d'une mise au point de nos connaissances actuelles sur la question et non pas de l'exposé de résultats originaux et personnels, sauf sur certains points particuliers au sujet desquels j'ai moi-même effectué des travaux (en particulier le modèle de la goutte et la tentative de classification empirique qui font l'objet de publications distinctes plus détaillées). On ne s'étonnera donc pas de ce que j'aie développé cette première partie un peu plus qu'il n'aurait été strictement nécessaire pour la compréhension des expériences rapportées dans la seconde partie.

Cette façon de faire n'a d'ailleurs pas été sans amener d'heureuses simplifications dans la rédaction de celle-ci en la déchargeant de nombreuses explications incidentes qui auraient alourdi l'exposé. De plus le fait d'avoir posé dans toute sa généralité le problème de l'isomérisation permet de situer plus clairement le cas particulier étudié dans le cadre général des phénomènes de la même espèce et fait ressortir la possibilité d'application à d'autres cas d'isomérisation de la méthode expérimentale que j'ai mise au point pour l'étude du brome.

Ce travail a été effectué au Laboratoire de Chimie Nucléaire du Collège de France au cours des années scolaires 1941-1942 et 1942-1943.

C'est pour moi tout à la fois un plaisir et un devoir d'exprimer à son directeur, M. Joliot, toute mon affectueuse gratitude. En m'accueillant dans son Laboratoire et en m'y offrant, dans un moment particulièrement difficile, le poste d'assistant, il m'a permis de continuer à me consacrer à la recherche scientifique. C'est lui qui a attiré mon attention sur le phénomène si intéressant de l'isomérisation nucléaire et pendant l'exécution de ce travail j'ai constamment bénéficié de ses conseils et de ses suggestions. Qu'il me soit également permis de dire combien l'atmosphère de camaraderie et de bonne entente qu'il veille à maintenir parmi les membres du Laboratoire facilite et rend plus agréable la tâche de chaque chercheur.

A tous ceux d'entre eux qui, à des titres divers, m'ont aidé au cours de ces recherches j'adresse mes sincères remerciements, en particulier à M. Süe, sous-directeur chargé des questions chimiques, dont l'expérience m'a été d'un secours précieux et à ses collaboratrices Mlles Bizouard et Beydon.

J'ai trouvé auprès du personnel du Laboratoire le concours le plus dévoué. M. Denise, chef d'atelier, m'a fait profiter de son expérience et de son habileté, et la réalisation des appareils tels que le bloc de compteurs et les numérateurs en a été grandement facilitée. M. Thalmann, électricien au cyclotron, s'est chargé d'effectuer les nombreuses irradiations qui m'ont été nécessaires. Qu'ils trouvent ici, ainsi que le personnel qu'ils dirigent, mes sincères remerciements.

Je suis reconnaissant à l'Aide à la Recherche Scientifique pour le complément de subvention qu'elle m'a accordé au cours de ce travail.

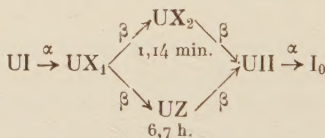
PREMIÈRE PARTIE

GÉNÉRALITÉS SUR L'ISOMÉRIE NUCLÉAIRE

CHAPITRE PREMIER

Le phénomène de l'isomérisie nucléaire.

1. La découverte du phénomène. — La découverte du premier cas d'isomérisie connu remonte déjà à plus de vingt ans. C'est en effet en 1921 que les travaux du chimiste Hahn (1) mirent en évidence que le produit de la désintégration β de UX_1 lui-même radioactif β , n'était pas caractérisé comme dans tous les autres cas connus par une période de désintégration bien définie, mais se comportait comme un mélange de deux éléments ayant chacun sa propre période. On interpréta ce fait en déclarant que la désintégration β de UX_1 pouvait se faire de deux façons distinctes, conduisant à l'un ou l'autre de deux noyaux différents. On donna un nom à chacun de ces noyaux et on représenta les phénomènes par le schéma suivant :



Ce schéma n'est d'ailleurs pas le seul possible et une variante en a été proposée par Feather (2). Mais c'est là pour nous une question secondaire. Ce que nous voulons retenir c'est que l'on s'est vu en présence de deux noyaux qui, étant tous deux produits par la désintégration β du même noyau, avaient nécessairement le même nombre de charge et le même nombre de masse, et qui cependant avaient des propriétés différentes, à tel point qu'on a dû leur donner un nom différent. Les caractères que nous venons d'indiquer constituent en somme la définition du phénomène de l'isomérisie. Si nous voulons formuler d'une façon explicite cette définition nous dirons : *Il y a isomérisie nucléaire chaque fois que deux noyaux ayant le même*

nombre de charge et le même nombre de masse (c'est-à-dire encore formés par le même nombre de neutrons et de protons) présentent des propriétés différentes. Par propriétés des noyaux nous entendons pratiquement : le rayonnement émis et la période.

Il ne semble pas que les physiciens se soient beaucoup intéressés à ce phénomène tant que l'on n'en connut pas d'autre exemple. Et pour cela il fallut attendre que la découverte de la radioactivité artificielle vint multiplier le nombre des éléments radioactifs connus.

Le premier cas d'isomérisie découvert parmi les noyaux radioactifs artificiels se rapporte au brome, et plus précisément à son isotope de masse 80. On sait que dans son état naturel le brome est un mélange en proportions sensiblement égales de deux isotopes de masses 79 et 81. Or en 1937, Fermi et ses collaborateurs (3) d'une part, Kourtchakov et ses collaborateurs (52) d'autre part, constatèrent que sous l'action des neutrons lents le brome devenait radioactif et que le rayonnement émis décroissait comme si le produit obtenu comportait 3 radioéléments de périodes :

18 minutes ; 4,5 heures ; 34 heures.

Or il est bien connu que les neutrons lents ne peuvent donner lieu qu'à un seul type de réaction nucléaire à savoir la capture radiative au cours de laquelle le noyau irradié fixe un neutron, formant ainsi le noyau isotope dont le nombre de masse est d'une unité supérieure. Le nouveau noyau obtenu, souvent désigné sous le nom de noyau composé, se trouve formé dans un état d'excitation élevé. Il possède en effet un excès d'énergie égal à l'énergie de liaison d'un neutron soit environ 8 Mev. Il va donc tomber à l'état fondamental en libérant cet excès d'énergie sous forme d'un ou plusieurs photons. D'après ce processus nous devrions avec le brome obtenir seulement deux radioéléments, à savoir $^{80}_{35}\text{Br}$ et $^{82}_{35}\text{Br}$. Comme nous obtenons trois périodes nous nous voyons dans la nécessité de conclure à l'existence de deux périodes associées à l'un des deux noyaux, c'est-à-dire à un cas d'isomérisie.

La même circonstance fut encore observée lorsque le brome fut soumis à des réactions provoquant l'expulsion d'un neutron. Les deux types de réactions qui conduisent à ce résultat sont :

1° l'effet photonucléaire, ou réaction (γ, n), qui fut étudié par Bothe et Gentner (4), utilisant pour irradier le brome les rayons γ de 17 Mev produits par la réaction des protons sur le lithium ;

2° la réaction $n, 2n$ qui fut étudiée par Soltan et Wertenstein (5).

Dans ces deux cas on doit s'attendre à n'observer que la formation des deux isotopes $^{78}_{35}\text{Br}$ et $^{80}_{35}\text{Br}$. Or l'expérience montre encore que c'est avec trois périodes que le rayonnement décroît, à savoir :

6 minutes ; 18 minutes ; 4,5 heures.

La confrontation de ces résultats avec ceux de Fermi conduit à la conclusion que c'est l'isotope 80 qui possède deux périodes, lesquelles sont 18 minutes et 4,5 heures.

Ce résultat fut confirmé d'une manière toute différente par des expériences de Fleischmann (6). Ce dernier chercha à déterminer l'énergie de résonance des neutrons lents dont la capture donne lieu à la formation des radioéléments de périodes 18 minutes et 4,5 heures. Il utilisa pour cette détermination la méthode d'absorption dans le bore et trouva les énergies de résonance suivantes :

$$E_r(18 \text{ min.}) = 52 \pm 3 \text{ ev.}$$

$$E_r(4,5 \text{ h.}) = 53 \pm 3 \text{ ev.}$$

ce qui signifie que ce sont les mêmes neutrons, et par conséquent à moins d'une coïncidence fort peu probable, la même réaction de capture qui est à l'origine de la formation de ces deux radioéléments.

2. Identification de l'isomérisie à la métastabilité d'un niveau. — Des expériences de Fleischmann il résulte que la différenciation entre les deux noyaux $^{80}_{35}\text{Br}$ se produit seulement après la formation du noyau composé. Comme nous l'avons déjà rappelé l'évolution de ce dernier consiste en l'émission par quanta successifs de l'énergie d'excitation qu'il possède, jusqu'à ce qu'il ait atteint son état fondamental. C'est du moins ce que l'on admet généralement dans les cas de capture ordinaire. Mais lorsqu'on est amené à observer, comme résultat de la même capture, deux produits différents on est naturellement conduit à envisager que l'évolution du noyau composé peut s'arrêter sur un des niveaux intermédiaires. Cette circonstance se produira s'il se trouve qu'une règle de sélection interdit la combinaison entre ce niveau et tous ceux qui se trouvent plus bas. Il n'est d'ailleurs pas nécessaire que cette interdiction soit totale, il suffit qu'elle assure au niveau en cause la vie moyenne que l'on observe expérimentalement.

Ainsi, les deux noyaux isomères doivent être considérés comme deux états quantiques différents du même noyau. L'un est l'état fondamental, et par là nous entendons l'état d'énergie minimum pour un nombre de masse et un nombre de charge donnés, que cet état soit stable ou radioactif. L'autre est un état excité, métastable du fait qu'il ne peut évoluer que lentement vers les états d'énergie inférieure pour des raisons qu'il appartient à la théorie d'éclaircir.

Ce point de vue a été formulé pour la première fois par von Weizsäcker (7), accompagné de considérations dont nous reparlerons plus loin. Il était évidemment très tentant de supposer en outre que le niveau métastable en cause était le premier niveau quantique au-dessus de l'état fondamental, ce qui ne nécessite l'intervention que d'une

seule interdiction de combinaison. Cette proposition fut aussi formulée, mais il est clair maintenant que, au moins dans le cas de l'isométrie du brome, il n'en est pas ainsi. Différents travaux, et en particulier ceux rapportés ici, indiquent que c'est le deuxième niveau, et non le premier, qui est métastable. Une circonstance analogue semble se rencontrer dans d'autres cas, mais leur étude n'a pas encore été suffisamment poussée pour que l'on puisse être tout à fait affirmatif.

D'autre part, quelle que soit la raison théorique que l'on invoque pour expliquer l'interdiction de la combinaison des deux états isomères, on arrive toujours à la conclusion que cette interdiction est d'autant plus forte que la différence d'énergie qui sépare les deux niveaux est plus faible. On doit penser que l'isométrie se manifestera surtout pour des états métastables à faible énergie d'excitation. Il en est qualitativement bien ainsi. Les énergies d'excitation effectivement observées dans les cas d'isométrie s'échelonnent, en ordre de grandeur, entre 50 et 500 kev. On sait que par ailleurs des états excités de quelques Mev se rencontrent fréquemment comme niveaux non métastables.

Enfin, von Weizsäcker a proposé de rattacher l'interdiction de combinaison entre les deux niveaux au fait qu'il existe entre eux une différence de moment angulaire importante. C'est en effet là une règle d'interdiction d'un type très général qui joue un grand rôle dans les spectres atomiques et qui a déjà été utilisée dans le domaine nucléaire pour l'interprétation du diagramme de Sargent relatif aux probabilités de transition β . Nous reviendrons plus longuement sur cette question et sur les autres tentatives faites dans le même but au chapitre II.

3. Les différents types d'isométrie possibles. La conversion interne.

— Considérons un noyau A qui dans son état fondamental A_0 est radioactif β et se transforme en un noyau B dans un état B_0 qui n'est pas nécessairement l'état fondamental. Supposons que A présente un niveau métastable A_1 et demandons-nous quelle peut être l'évolution de celui-ci.

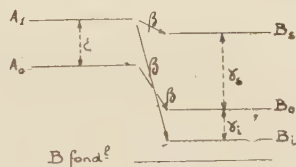


Fig. 1.

En premier lieu, nous devons remarquer que nous avons peu de chances d'observer une transition de A_1 au niveau B_0 avec émission β car le changement de spin $A_1 \rightarrow A_0$ étant supposé élevé et la transition $\beta A_0 \rightarrow B_0$ s'effectuant avec un changement de spin aussi faible que possible, on aura encore une différence élevée entre A_1 et B_0 et par suite peu de chances de combinaison β .

Une première possibilité offerte à A_1 est alors d'évoluer par émis-

sion β vers un niveau de B pour lequel le changement de spin soit moindre. Ce niveau peut être supérieur ou inférieur à B_0 (fig. 1). Il est clair qu'à moins d'une coïncidence exceptionnelle les deux spectres β de A_0 et de A_1 auront des énergies maxima différentes. Leur différence sera $\gamma_i + \varepsilon$ ou $|\gamma_s - \varepsilon|$ suivant le cas, et l'émission β sera suivie de l'émission de quanta différents pour assurer le retour à l'état fondamental.

S'il se trouvait que B_s ou B_i soit un niveau métastable, on réaliserait deux séries parallèles de filiation β . Un tel cas n'a jamais été observé jusqu'ici.

Le type de transformation que nous avons envisagé se trouve réa-

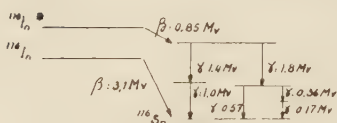


Fig. 2.

lisé par exemple dans le cas de $^{116}_{49}\text{In}$ ainsi qu'il résulte des travaux de Lawson et Cork (8) et de Curtis et Richardson (9). La figure 2 donne le schéma de la transition dans ce cas, d'après ces auteurs.

Une deuxième possibilité offerte au niveau A_1 est d'évoluer vers l'état fondamental avec libération de l'éner-

gie d'excitation. C'est le cas le plus fréquemment réalisé. Citons comme exemple celui de $^{114}_{49}\text{In}$ dont la figure 3 donne le schéma de transition. Dès maintenant il importe de faire une remarque importante sur la façon dont est libérée l'énergie au cours de la transition faisant passer du niveau métastable au niveau fondamental, et que nous désignerons plus brièvement à partir de maintenant sous le nom de *transition isomérique*.

En principe lors d'une transition entre deux niveaux d'un système quantifié l'énergie est libérée sous forme d'un

photon dont la fréquence est donnée par la relation bien connue

$\nu = \frac{E}{h}$. Mais dans le cas particulier où le système est un noyau atomi-

que les choses se compliquent. L'expérience montre que souvent on observe, au lieu du photon d'énergie E , un électron arraché à l'une des couches périphériques et possédant une énergie cinétique égale à $E - E_l$, E_l désignant l'énergie de liaison de l'électron avant son extraction. On a considéré pendant longtemps que ceci était dû à un effet photoélectrique occasionné par le photon dans les couches électroniques du propre noyau qui l'a engendré. De là le nom de *conversion interne* donné à ce phénomène, et celui de *coefficient de conversion interne* donné à la quantité :

$$\alpha = \frac{N_e}{N_e + N_\gamma}$$

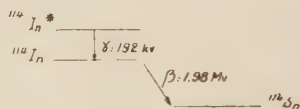


Fig. 3.

représentant la fraction du nombre des photons émis qui subit la conversion interne. Dans l'expression précédente, N_e et N_γ sont respectivement le nombre d'électrons de conversion et le nombre de photons qu'un expérimentateur peut observer, $N_e + N_\gamma$ représente selon le point de vue de l'effet photoélectrique interne le nombre total de photons initialement émis, ou encore le nombre total de transitions.

En réalité on sait maintenant à la suite des travaux de divers théoriciens (10) que cette façon de voir n'est pas exacte, l'effet photoélectrique interne étant dans la plupart des cas complètement masqué par un effet plus important qui est le suivant. Le noyau est, par le champ coulombien, en interaction constante avec les électrons qui l'entourent. De là résulte la possibilité d'une cession directe de l'énergie d'excitation du noyau à l'un d'eux sans que soit nécessaire la création intermédiaire d'un photon. Du point de vue de l'énergie emportée par l'électron, il n'y a aucune différence entre les deux processus envisagés. Mais la différence s'introduit quand on envisage les probabilités de transition. En effet dans le premier cas on n'a qu'un seul mode de transition : l'émission d'un photon, et la probabilité de cette émission représente à elle seule la probabilité totale de transition. Dans le second cas, par contre, on a deux possibilités indépendantes pour l'évolution du noyau excité : l'émission d'un photon et l'émission d'un électron de conversion ; par conséquent la probabilité de transition est maintenant représentée par la somme de ces deux probabilités partielles.

On définit alors le *rapport d'embranchement* :

$$\lambda = \frac{N_e}{N_\gamma},$$

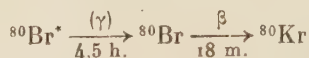
cette grandeur étant liée au coefficient de conversion par :

$$\frac{1}{\alpha} = 1 + \frac{1}{\lambda}.$$

Ayant ainsi défini le phénomène de conversion interne, nous donnerons maintenant l'important résultat expérimental suivant : *les transitions isomériques sont presque toujours accompagnées d'une très forte conversion interne.* Nous verrons au chapitre II dans quelle mesure la théorie permet de rendre compte de ce résultat.

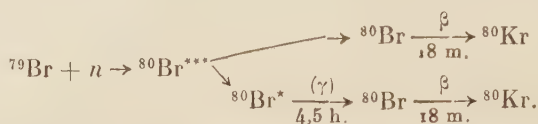
Il arrive fréquemment que la période du niveau métastable (transition isomérique) soit plus grande que celle du niveau fondamental (émission β). Dans ce cas on aboutit au bout d'un certain temps à un équilibre de régime entre les deux états isomères. C'est le cas par exemple pour le brome 80 dont le niveau métastable présente la période 4,5 heures et dont le niveau fondamental n'a que 18 minutes

de période. Nous pouvons représenter cette circonstance par le schéma :



en indiquant par des parenthèses qu'il y a conversion interne du quantum émis.

Si l'on irradie du brome avec des neutrons lents on forme des noyaux de ^{80}Br dans l'état fondamental (émission β de période 18 minutes) et dans l'état métastable (transition isomérique de période 4,5 heures). La transformation de ces derniers donne à son tour lieu à la production de noyaux à l'état fondamental, de sorte que l'ensemble des phénomènes peut se représenter par :



Le produit de période 18 minutes se forme donc, d'une part, pendant l'irradiation, par capture de neutron et, d'autre part, après l'irradiation, comme produit de la transition isomérique.

Si l'on étudie le rayonnement du produit de l'irradiation avec un compteur ordinaire à paroi mince qui laisse passer les rayons β mais arrête les raies de conversion trop peu énergiques, on constate que ce rayonnement se présente comme la superposition d'un rayonnement de période 18 minutes et d'un rayonnement de période 4,5 heures. Or à cette dernière période sont associées seulement les raies de conversion auxquelles le dispositif expérimental n'est pas sensible. Si nous en observons quand même la présence c'est que, lorsque les noyaux de période 18 minutes initialement présents ont disparu, nous avons atteint l'équilibre de régime entre les deux noyaux $^{80}\text{Br}^*$ et ^{80}Br et que, comme il est bien connu, le rayonnement émis par le noyau de période 18 minutes décroît alors en réalité avec la période 4,5 heures. On doit alors observer que le même rayonnement est associé aux deux périodes, par exemple en lui trouvant la même limite supérieure ou la même forme de courbe d'absorption. C'est bien en effet le résultat que donne l'expérience.

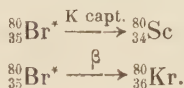
Pour en terminer avec les différents types d'isométrie, signalons enfin qu'il peut se faire que le noyau dans l'état fondamental soit stable. La transition isomérique présente alors les mêmes caractères que lorsque le niveau fondamental est radioactif. Ce cas se présente, par exemple, pour les isotopes 113 et 115 de l'indium.

4. Les méthodes expérimentales. — Naturellement toutes les méthodes expérimentales de la physique nucléaire trouvent leur emploi

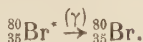
dans l'étude de l'isométrie. Mais il est intéressant de signaler quelques aspects particuliers qui leur ont été donnés par divers expérimentateurs en raison des caractères propres aux problèmes examinés.

1° Lorsqu'on veut étudier à l'aide de compteurs de Geiger les électrons de conversion émis au cours des transitions isomériques on est gêné par le fait qu'étant de faible énergie ils sont très absorbables. De là résulte la nécessité d'employer des compteurs à paroi très mince. Nous signalerons dans cet ordre d'idées la réalisation par Pontecorvo d'un compteur dont la paroi est formée par une feuille d'aluminium de 5 μ roulée, rempli d'air à la pression atmosphérique et fonctionnant sous 5 000 volts, et utilisé dans ses expériences avec M. Dodé (11).

2° L'étude des raies X émises au cours de la transformation peut apporter une preuve de la transition isomérique. Le problème a été étudié dans le cas du brome 80 par Roussinow et Yusephowitch (12) lorsqu'il s'agissait d'établir quelle était l'évolution du niveau de période 4,5 heures. On pouvait imaginer en plus de la transition isomérique les deux éventualités suivantes :



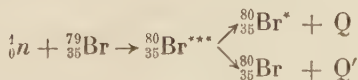
Les raies émises auraient été respectivement celles du sélénium ou celles du krypton. Or l'expérience, sur laquelle nous reviendrons plus en détail au chapitre III, montre que les raies émises sont celles du brome ce qui ne peut s'interpréter qu'en admettant l'évolution :



3° Le procédé Szilard-Chalmers a trouvé dans l'étude de l'isométrie un domaine d'application particulièrement intéressant. C'est, semble-t-il, dans le cas du brome que l'application en fut faite pour la première fois par Segré, Halford et Seaborg (13). Nous nous bornons pour l'instant à signaler l'importance de ce procédé, nous y reviendrons plus longuement par la suite.

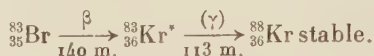
5. Méthode d'obtention des paires d'isomères. — On peut distinguer trois façons d'obtenir des états métastables.

1° La plus fréquente est l'obtention à la suite d'une réaction nucléaire. Nous avons déjà vu au début de cet exposé comment dans le cas du brome on obtenait les deux états isomères suivant le schéma :



Toutes les réactions nucléaires comportant comme stade intermédiaire la formation d'un noyau composé dans un état fortement excité sont susceptibles d'être utilisées dans ce but.

2° Comme produit de désintégration β . C'est le cas de la paire UX₂-UZ dont nous avons parlé au paragraphe 1^{er}. D'une façon générale c'est ce mode de formation qui a conduit à la découverte des isomères des noyaux stables. Nous citerons par exemple le cas de $^{83}_{36}\text{Kr}^*$ obtenu comme produit de désintégration β de $^{83}_{35}\text{Br}$.



3° Par excitation du noyau :

a) Par neutrons rapides :

Dodé et Pontecorvo (11) ont réalisé l'excitation nucléaire du cadmium à l'aide des neutrons rapides de $\text{Rn} + \text{Be}$. Le phénomène consiste en une diffusion inélastique au cours de laquelle le neutron initialement capturé par le noyau est ensuite relâché avec une énergie diminuée. Le reliquat est conservé sous forme d'énergie d'excitation par le noyau.

b) Par rayons X ou γ (fluorescence nucléaire) :

Pontecorvo et Lazard (14) ont réussi en bombardant de l'indium avec un spectre continu X d'énergie maximum 1,5 à 2 Mev obtenu à l'aide d'un générateur d'impulsion à exciter un état métastable de période 4 heures environ. On a pu retrouver ce même état ultérieurement par réactions corpusculaires et montrer avec certitude qu'il s'agissait d'un état isomère du noyau stable $^{115}_{49}\text{In}$.

8. Tableau des cas d'isométrie actuellement connus. — Le tableau ci-dessous donne d'après la table de physique nucléaire de Mattauch et Flügge (15), complétée par quelques renseignements extraits d'un article de Helmolz (16), les cas d'isométrie connus. Dans les cas où l'identification a été faite le niveau métastable est désigné par un astérisque.

Élément	Activité	Période	Énergie d'excitation (Kev.)	Élément	Activité	Période	Énergie d'excitation (Kev.)
$^{40}_{20}\text{Ca}$	$\bar{\beta}$	2,5 h.	D	$^{79-81}_{34}\text{Se}$	$\bar{\beta}$	19 m.	98
$^{49}_{20}\text{Ca}$	$\bar{\beta}$	30 m.		$^{79-81}_{34}\text{Se}^*$	(γ)	57 m.	
$^{44}_{21}\text{Sc}$	$^{+}_{\beta}$	4,1 h.	268	$^{80}_{35}\text{Br}$	$\bar{\beta}$	18 m.	49-37
$^{44}_{21}\text{Sc}^*$	(γ)	52 h.		$^{80}_{35}\text{Br}^*$	(γ)	4,5 h.	
$^{51}_{22}\text{Ti}$	$\bar{\beta}$	72 j.		$^{83}_{36}\text{Kr}$	st.	—	46-29
$^{51}_{22}\text{Ti}$		2,9 m.		$^{83}_{36}\text{Kr}^*$	(γ)	113 m.	
$^{49}_{23}\text{V}$	K	600 j.		$^{85}_{38}\text{Sr}$	K	66 j.	170
$^{49}_{23}\text{V}$	$^{+}_{\beta}$	33 m.		$^{85}_{38}\text{Sr}$	(γ)	70 m.	
$^{52}_{25}\text{Mn}$	$\text{K}, \bar{\beta}^{+}$	6,5 j.		$^{87}_{38}\text{Sr}$	st.	—	386
$^{52}_{25}\text{Mn}$	$^{+}_{\beta}$	21 m.		$^{87}_{38}\text{Sr}$	(γ)	2,75 h.	
$^{60}_{27}\text{Co}$	$\bar{\beta}$	7 a.	D	$^{87}_{39}\text{Y}$	K	20 h.	∞ 500
$^{60}_{27}\text{Co}$	$\bar{\beta}$	11 m.		$^{87}_{39}\text{Y}^*$	(γ)	14 h.	
$^{69}_{30}\text{Zn}$	$\bar{\beta}$	57 m.	439	$^{>91}_{39}\text{Y}$	$\bar{\beta}$	50 m.	
$^{69}_{30}\text{Zn}^*$	(γ)	13,8 h.		$^{>91}_{39}\text{Y}$		53 j.	
$^{71}_{32}\text{Ce}$	$^{+}_{\beta}$	37 h.	D	$^{89}_{40}\text{Zr}$	$^{+}_{\beta}$	75 h.	
$^{71}_{32}\text{Ce}$	K	11 j.		$^{89}_{40}\text{Zr}^*$	γ	4,5 m.	

La lettre D, dans la 4^e colonne, indique qu'un doute subsiste encore sur la réalité du cas d'isométrie.

Élément	Acti- vité	Période	Énergie d'excita- tion (Kev.)	Élément	Acti- vité	Période	Énergie d'excita- tion (Kev.)
$^{93}_{41}\text{Nb}$	st.	—		$^{114}_{49}\text{In}$	$\bar{\beta}$	72 s.	
$^{93}_{41}\text{Nb}^*$	(γ)	55 j.	200	$^{114}_{49}\text{In}^*$	(γ)	48,5 j.	192
$^{99}_{43}\text{Ma}$	?	>40 a.		$^{115}_{49}\text{In}$	st.	—	
$^{99}_{43}\text{Ma}^*$	(γ)	6,6 h.	136-180	$^{115}_{49}\text{In}$	(γ)	272 m.	338
$^{?}_{43}\text{Ma}$	?	?		$^{116}_{49}\text{In}$	$\bar{\beta}$	13 s.	
$^{?}_{43}\text{Ma}^*$	(γ)	90 j.	97	$^{116}_{49}\text{In}$	$\bar{\beta}$	56,8 m.	
$^{104}_{45}\text{Rh}$	$\bar{\beta}$	41,8 s.		$^{127}_{52}\text{Te}$	$\bar{\beta}$	9,3 h.	
$^{104}_{45}\text{Rh}^*$	(γ)	4,34 m.	~ 80	$^{127}_{52}\text{Te}^*$	(γ)	90 j.	86
$^{106}_{47}\text{Ag}$	$\bar{\beta}$	25 m.		$^{129}_{52}\text{Te}$	$\bar{\beta}$	73 m.	
$^{106}_{47}\text{Ag}$	K	8,2 j.		$^{129}_{52}\text{Te}^*$	(γ)	32 j.	100
$^{107}_{47}\text{ ou }^{109}_{47}\text{Ag}$	st.	—		$^{131}_{52}\text{Te}$	$\bar{\beta}$	25 m.	
$^{107}_{47}\text{ ou }^{109}_{47}\text{Ag}^*$	(γ)	40 s.	93	$^{131}_{52}\text{Te}^*$	γ	1,2 j.	177
$^{108}_{47}\text{ ou }^{110}_{47}\text{Ag}$	$\bar{\beta}$	2,44 m. ou 24,2 s.		$^{128}_{54}\text{X}$	st.	—	D
$^{108}_{47}\text{ ou }^{110}_{47}\text{Ag}$	$\bar{\beta}$	225 j.		$^{128}_{54}\text{X}^*$	γ	75 s.	
$^{?}_{48}\text{Cd}$	?	?		$^{135}_{54}\text{X}$	?	10 m.	
$^{?}_{48}\text{Cd}^*$	(γ)	50 m.		$^{135}_{54}\text{X}$	?	9,4 h.	
$^{113}_{49}\text{In}$	st.	—		$^{134}_{55}\text{Cs}$	$\bar{\beta}$	3 h.	D
$^{113}_{49}\text{In}^*$	(γ)	104 m.	390	$^{134}_{55}\text{Cs}$	$\bar{\beta}$	20 mois	

Élément	Acti- vité	Période	Énergie d'excita- tion (Kev.)	Élément	Acti- vité	Période	Énergie d'excita- tion (Kev.)
$^{134}_{56}\text{Ba}$	st.	—	D	$^{197}_{78}\text{Pt}$	$\bar{\beta}$	19 h.	D
$^{134}_{56}\text{Ba}^*$	γ	39,5 h.	272	$^{197}_{78}\text{Pt}$		3,3 j.	
$^{152}_{63}\text{Eu}$	$\bar{\beta}, K$	9,4 h.	D	$^{195}_{79}\text{Au}$ ou $^{196}_{79}\text{Au}$	$\bar{\beta}$ ou $\bar{\beta}$	37 m. ou 13 h.	D
$^{152}_{63}\text{Eu}$	?	105 m.		$^{195}_{79}\text{Au}^*$	(γ)	54 h.	
$^{154}_{63}\text{Eu}$	$\bar{\beta}, K$	1,2 a.	D	$^{196}_{79}\text{Au}$ ou $^{197}_{79}\text{Au}$	$\bar{\beta}$ ou st.	15 h. ou —	D
$^{154}_{63}\text{Eu}$	?	12 m.		$^{196}_{79}\text{Au}$ ou $^{197}_{79}\text{Au}$	(γ)	5,6 j.	
$^{159}_{64}\text{Gd}$	$\bar{\beta}$	17 h.	D	$^{204}_{82}\text{Pb}$ ou $^{206}_{82}\text{Pb}$	st.	—	D
$^{159}_{64}\text{Gd}$		3,5 m.		$^{204}_{82}\text{Pb}^*$	γ	52 h.	
$^{175}_{70}\text{Yb}$	$\bar{\beta}$	2,1 h.	D	$^{234}_{91}\text{Uz}$	$\bar{\beta}$	6,7 h.	
$^{175}_{70}\text{Yb}$		41 h.		$^{234}_{91}\text{UX}_2$	$\bar{\beta}, \gamma$	1,14 m.	

CHAPITRE II

Les théories et les modèles.

1. Les lois empiriques de Mattauch. — Avant d'aborder l'examen des raisons théoriques que l'on peut invoquer pour rendre compte des états métastables nous commencerons par examiner deux lois empiriques qui ont été formulées par Mattauch (17).

1^{re} LOI : *Il n'existe aucun cas d'isomérisie
parmi les noyaux pair-pair.*

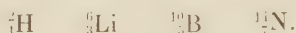
Mattauch, examinant les cas d'isomérisie connus en relation avec le caractère pair ou impair du nombre de protons et de neutrons constituant le noyau, a dressé le tableau suivant ⁽¹⁾ :

			Isomères	
			sûrs	douteux
Noyaux stables	$p-p$. . .	163	0	2 (1,2 0/0)
	$p-i$. . .	108	6 (5,6 0/0)	1 (0,9 0/0)
	$i-i$. . .	4	0	0
Noyaux radioactifs artificiels	$p-p$. . .	19	0	0
	$p-i$. . .	151	12 (8 0/0)	5 (3 0/0)
	$i-i$. . .	100	8 (8 0/0)	4 (4 0/0)
Noyaux radioactifs naturels	$p-p$. . .	20	0	0
	$p-i$. . .	15	0	0
	$i-i$. . .	9	1 (11 0/0)	0

d'où résulte la loi énoncée plus haut, si l'on ne tient pas compte des deux cas d'isomérisie douteux : $^{134}_{52}\text{Ba}$ et $^{204}_{82}\text{Pb}$ dont on ne peut actuellement affirmer l'existence avec certitude.

Il est bon pour comprendre cette règle d'ouvrir ici une parenthèse pour rappeler comment cette question de la parité du nombre des particules intervient déjà pour expliquer la fréquence des isotopes stables.

Parmi les éléments stables il n'en existe que quatre qui soient du type $i-i$ et encore sont-ils au début du tableau périodique. Ce sont :



Par ailleurs les éléments pour lesquels un des nombres de particules est impair est le même, qu'il s'agisse de protons ou de neutrons, et le nombre de noyaux du type pair-pair est un peu plus élevé que l'ensemble des deux. On a été conduit (18) à interpréter ce fait à la lumière du principe de Pauli qui autorise deux particules élémentaires identiques à se trouver dans le même état quantique à condition que les deux spins soient antiparallèles. Ces particules sont de la sorte en mesure d'interagir beaucoup plus énergiquement que si elles se trouvaient dans des états quantiques différents et réalisent un état plus condensé donc énergétiquement plus stable. Prenons un

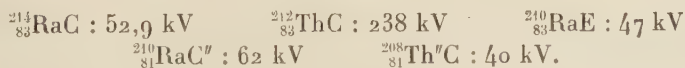
(1) Nous avons, en fait, modifié quelques nombres de la publication originale pour tenir compte de résultats plus récents, ces modifications étant d'ailleurs sans aucune importance pratique.

exemple pour fixer les idées. Partons d'un noyau pair-pair, par exemple, $^{48}_{22}\text{Ti}$ (22 p et 26 n) et essayons de former à partir de là un noyau impair-impair en ajoutant un proton et un neutron. Ajoutons d'abord une seule particule ; suivant qu'il s'agit d'un proton ou d'un neutron nous formerons $^{49}_{23}\text{V}$ ou $^{49}_{22}\text{Ti}$ mais de ces deux isobares l'un est sûrement instable et se transforme en l'autre. L'expérience montre qu'ici c'est $^{49}_{22}\text{Ti}$ qui est stable et par suite c'est le neutron que nous devons ajouter le premier. Si nous ajoutons maintenant un proton, il ne réagira que très faiblement avec le neutron précédent, tandis que si nous ajoutons un second neutron qui se trouverait dans le même état quantique que le premier il y aurait une interaction beaucoup plus forte et par suite la fixation de la particule serait plus exoénergétique. De là résulte que des deux isobares $^{50}_{22}\text{Ti}$ et $^{50}_{23}\text{V}$ c'est le premier qui doit être stable et le second qui doit se transformer en l'autre. C'est bien ce que montre l'expérience. Le raisonnement eût évidemment été le même si au lieu d'un neutron la première particule donnant lieu à un noyau stable avait été un proton. Il montre pourquoi les noyaux stables à nombre de particules pair ont séparément un nombre de neutrons et un nombre de protons pair. Les quatre exceptions signalées plus haut s'interprètent en admettant qu'en raison du faible nombre de particules et de l'égalité du nombre des protons et des neutrons, le proton et le neutron peuvent se trouver dans des états quantiques très voisins permettant une interaction importante. Ceci cesse d'être vrai dès qu'il y a excès de neutrons par rapport aux protons.

Pour en revenir à l'isométrie, nous concevons que pour porter un noyau pair-pair dans un état excité nous devrions en raison de son état de condensation plus élevé lui fournir plus d'énergie. Autrement dit on doit s'attendre à ce que les noyaux pair-pair aient un premier niveau excité assez élevé. Nous avons déjà signalé que quelles que soient les idées émises pour expliquer l'isométrie, la métastabilité d'un niveau excité se trouve d'autant plus faible que son énergie est élevée. On arrive ainsi à comprendre que l'on n'observe pas d'isométrie dans le cas des noyaux pair-pair.

Il est intéressant de rapprocher cette interprétation d'une remarque de Feather et Bretscher (19). Dans les noyaux radioactifs naturels, l'étude des rayons γ et des structures fines de rayons α renseigne sur les niveaux excités d'un certain nombre d'éléments. On constate qu'on peut faire un classement des noyaux en deux groupes :

- 1° ceux dont le premier niveau est élevé ($> 600\ 000$ eV) ;
- 2° ceux dont le premier niveau est bas. Ce dernier groupe comprend :



Or tous ces noyaux sont du type impair-impair. Les deux autres noyaux radioactifs naturels du même type sont $^{234}_{91}\text{UZ-UX}_2$ et $^{228}_{89}\text{MTh}_2$. L'isométrie du premier et un raisonnement développé par Feather et Bretscher, que nous ne reproduisons pas, pour le second, font penser que ces deux noyaux possèdent aussi un niveau excité de faible énergie. D'où l'on déduit que, au moins dans le domaine des radioéléments naturels, tous les noyaux impair-impair ont un premier niveau bas, ce qui est en somme la contre-partie du fait que les noyaux pair-pair ont un premier niveau élevé. Pour les noyaux du type pair-impair il semble qu'actuellement on ne puisse rien dire. Les deux possibilités doivent exister.

2° LOI : *Tous les noyaux stables dont l'état fondamental possède un spin égal à $g/2$ présentent le phénomène d'isométrie.*

Cette deuxième loi vient de l'examen des cas d'isométrie des noyaux stables. Nous les reproduisons ci-dessous en indiquant les spins correspondants :

$^{83}_{36}\text{Kr}$	$^{87}_{38}\text{Sr}$	$^{93}_{41}\text{Nb}$	$^{107-109}_{47}\text{Ag}$	$^{113}_{49}\text{In}$	$^{115}_{49}\text{In}$	$^{134}_{56}\text{Ba}$	$^{204-206}_{82}\text{Pb}$
$g/2$	$g/2$	$g/2$	$1/2$	$g/2$	$g/2$	?	?

Dans cette liste figurent tous les noyaux dont on sait qu'ils possèdent le spin $g/2$ à l'exception de $^{209}_{83}\text{Bi}$, qui ne paraît pas avoir jusqu'ici donné lieu à une recherche d'isométrie. Il serait intéressant de savoir si cette loi se conserve pour les noyaux radioactifs, mais malheureusement on ne sait pas en mesurer le spin. Mattauch avait indiqué que le $^{176}_{71}\text{Lutécium}$, élément radioactif naturel dont on sait que le spin est supérieur à 7, présentait aussi un cas d'isométrie. Toutefois celui-ci paraît assez douteux.

D'après Flüggé (20), cette seconde loi s'interprète facilement si l'on admet que les états à spins faibles sont toujours plus probables que ceux à spins élevés, d'où lorsque le niveau fondamental a le spin $g/2$ une grande probabilité pour que le premier niveau ait le spin $1/2$. La différence des spins égale à 4 détermine alors, selon le point de vue de von Weizsäcker, la métastabilité. Il faut d'ailleurs remarquer que l'on devrait avoir la même probabilité de rencontrer la configuration inverse, c'est-à-dire le spin $1/2$ pour le niveau fondamental et le spin $g/2$ pour le premier niveau excité. Ce pourrait être le cas de $^{107-109}_{47}\text{Ag}$.

2. Classification des tentatives théoriques. — Les diverses tentatives théoriques faites en vue de fournir une explication de la métastabilité des niveaux ont été passées en revue par Flüggé (21) dans un impor-

tant article. Nous allons les examiner maintenant. Nous pouvons les diviser en deux grandes catégories selon qu'elles se rattachent à la physique classique ou à la physique quantique. Dans tous les cas le problème à résoudre peut se décomposer en deux stades : d'abord trouver qualitativement la raison qui détermine la métastabilité d'un niveau, ensuite la préciser sous forme quantitative et obtenir une relation qui permette de calculer la période de la transition isomérique.

Nous aurons à envisager successivement quatre tentatives du type quantique, trois inspirées par les cas d'interdiction de combinaison rencontrés dans le domaine atomique ou moléculaire et la quatrième basée sur un modèle nucléaire particulier.

Du point de vue classique deux tentatives se présentent, basées toutes deux sur le modèle de la goutte liquide, soit statique, soit dynamique.

Nous verrons que peu de ces tentatives ont pu être développées complètement et que même dans ce cas leur succès n'est que partiel.

3. Le changement de moment angulaire. — La première explication fournie de l'isométrie est celle de von Weizsäcker (7), la rattachant à la différence de moment angulaire existant entre le niveau excité et le niveau fondamental.

On sait que l'étude des spectres atomiques a révélé l'existence de règles de sélection relatives aux moments de quantité de mouvement. En désignant par l, j, m , les nombres quantiques azimutal, interne et magnétique, les transitions pour lesquelles :

$$\Delta l = \pm 1 \qquad \Delta j = 0, \pm 1 \qquad \Delta m = 0, \pm 1$$

sont seules permises. En fait, on sait que cette interdiction n'est pas absolument rigoureuse et que l'étude des spectres révèle l'existence de raies, toujours faibles, qui ne seraient pas permises par les règles de sélection précédentes. C'est qu'en réalité il ne faut considérer ces interdictions que comme une première approximation : les combinaisons de termes spectraux satisfaisant aux règles de sélection sont seulement beaucoup plus probables que celles qui n'y satisfont pas.

Si nous essayons de transposer ces résultats au noyau, nous observerons d'abord que nous n'avons plus à faire intervenir qu'un seul nombre quantique de moment de quantité de mouvement. C'est celui qui définit le moment angulaire propre du noyau, ou plus brièvement son spin. En effet il n'est pas question ici de moment orbital du noyau puisque, le considérant isolé dans l'espace, son centre de gravité est fixe. Si nous désignons par i le spin, exprimé en unités $\frac{h}{2\pi}$, nous devons nous attendre à considérer comme permises les transitions entre niveaux pour lesquels $\Delta i = 0, \pm 1$ et comme interdites celles

pour lesquelles $|\Delta i| > 1$, l'interdiction étant d'autant plus stricte que $|\Delta i|$ est plus grande.

Dancoff et Morrison (22) dans une étude sur le coefficient de conversion interne, dont nous aurons à reparler, ont précisé la question de la façon suivante. Comme l'ont montré Heitler (23) et Hansen (24) le champ électromagnétique rayonné par un système chargé en vibration sinusoïdale peut se représenter au point de vue classique comme la somme d'une série de champs de multipôles électriques et magnétiques. Or quand on quantifie ce champ on constate que le champ d'un 2^l pôle (électrique ou magnétique) représente un photon de moment orbital l . Par suite la conservation du moment angulaire entraîne que lorsqu'un noyau subit une transition l'amenant d'un état à moment angulaire J à un état à moment angulaire J' le quantum émis doit être représenté par un 2^l pôle avec $l = |J - J'|$. En réalité ceci n'est d'ailleurs qu'une première approximation. Le calcul montre que l'on a des contributions de tous les multipôles d'ordre l tel que :

$$|J - J'| \leq l \text{ entier} \leq J + J',$$

mais la contribution de chacun d'eux diminue rapidement lorsque l augmente de sorte qu'on peut se contenter de ne considérer que le premier. Or le calcul montre que chaque fois que l'ordre multipolaire augmente d'une unité, l'énergie rayonnée par un multipôle est multipliée par un facteur de l'ordre de $\left(\frac{2\pi R}{\lambda}\right)^2 R$ représentant un rayon moyen du système rayonnant et λ la longueur d'onde. Dans le cas de l'atome ce facteur est de l'ordre de 10^{-6} pour le spectre visible. Dans le cas du noyau il est de l'ordre de $16 \cdot 10^{-4} E^2$, E étant l'énergie en Mev du quantum émis, soit $1,6 \cdot 10^{-3}$ en prenant la valeur moyenne $E = 0,1$ Mev : On peut donc s'attendre, lorsque des changements de spin un peu grands se produiront, c'est-à-dire lorsque les photons émis posséderont un ordre multipolaire élevé, à trouver un faible rayonnement d'énergie, c'est-à-dire une faible probabilité de transition.

Von Weizsäcker a exprimé ceci par une formule. Considérant d'abord un dipôle oscillant de charge Ze et dont le domaine d'oscillation est égal au rayon nucléaire R , un calcul simple montre qu'on doit lui associer la probabilité de transition par unité de temps :

$$W \propto Z^2 \alpha \frac{E}{\hbar} \left(\frac{ER}{\hbar c} \right)^2$$

$\alpha = \frac{e^2}{\hbar c} = \frac{1}{137}$ = constante de structure fine ; E = énergie du quantum émis.

Par suite pour l'émission 2^l polaire, c'est-à-dire un changement de spin égal à l en valeur absolue :

$$W \propto Z^2 \alpha \frac{E}{\hbar} \left(\frac{ER}{\hbar c} \right)^{2l}.$$

Si nous appliquons cette formule par exemple à $^{60}_{30}\text{Zn}$, que nous choisissons parce que l'on sait qu'il y a peu de conversion interne dans ce cas, nous obtenons comme valeur de la vie moyenne $\tau = \frac{1}{W}$:

$l =$	1	2	3	4
τ sec.	$7,9 \cdot 10^{-19}$	$2,6 \cdot 10^{-15}$	$8,6 \cdot 10^{-12}$	$2,9 \cdot 10^{-8}$
	5	6	7	
	10^{-6}	0,33	$1,1 \cdot 10^3$	

alors que la valeur expérimentale de τ est $7 \cdot 10^4$ secondes.

Pour rendre compte de l'isomérisie de Zn on serait donc obligé d'invoquer des changements de spin au moins égaux à 7, ce qui est excessif. Les spins rencontrés en pratique ne dépassent que très exceptionnellement $9/2$ de sorte qu'on ne doit pas rencontrer de changement de spin supérieur à 4. Des difficultés du même genre se rencontrent pour la plupart des applications que l'on peut faire de la formule de Weizsäcker, de sorte qu'il est clair qu'elle conduit à des valeurs trop faibles des périodes.

Flügge a cherché à l'améliorer en prenant comme point de départ non plus un dipôle oscillant mais une sphère en rotation autour de l'un de ses diamètres. Ceci permet évidemment un rattachement plus clair à la notion de spin. La formule ainsi obtenue est :

$$W \sim Z^2 \alpha \frac{E}{Mc^2} \frac{\hbar}{\theta} \left(\frac{ER}{\hbar c} \right)^{2l} \quad \theta : \text{moment d'inertie.}$$

Elle diffère de celle de Weizsäcker par un facteur $\frac{\hbar^2}{\theta \cdot Mc^2}$ ce qui introduit pour les vies moyennes un facteur multiplicatif de l'ordre de $4 \cdot 10^6$. Cela est en général insuffisant pour pouvoir rendre compte des périodes à l'aide de valeurs de l inférieures à 4.

4. Le changement de parité. — L'étude des spectres moléculaires a montré que l'on est amené à classer les niveaux en deux catégories selon que la fonction d'onde qui les représente change ou ne change pas de signe lorsqu'on inverse simultanément les directions des trois axes. Les niveaux correspondants sont appelés respectivement pairs et impairs. Cette propriété doit être générale et en particulier les niveaux nucléaires doivent pouvoir se classer de la même façon. L'étude de certaines réactions où interviennent des noyaux légers a permis de vérifier qu'il en est bien ainsi.

Or il existe une règle d'interdiction très stricte qui dit qu'entre deux niveaux ayant tous deux le moment angulaire zéro et de parité différente il n'y a aucune transition possible. En exploitant cette règle d'interdiction, Sachs (25) a développé le schéma suivant (fig. 4). Soit

un noyau dont A est l'état fondamental et B le premier niveau. Supposons que ces deux niveaux aient tous deux le moment angulaire zéro et soient de parités opposées par exemple A impair et B pair. Si ces deux niveaux existaient seuls, aucun passage ne serait possible de B à A. Mais en réalité au-dessus de B existent d'autres niveaux. Soit C le premier d'entre eux que nous supposerons avoir par exemple le moment angulaire 1, et être impair. En principe aucune transition spontanée n'est possible de B à C parce qu'elle s'accompagnerait d'une absorption d'énergie. Cependant s'il se trouve que le niveau C

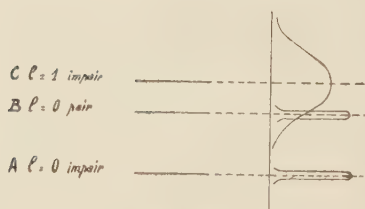


Fig. 4.

possède une largeur assez grande (c'est-à-dire encore d'après les relations d'incertitude une vie assez brève) pour recouvrir le niveau B (qui étant à vie longue est très étroit) il existe des états énergétiques possibles appartenant au niveau C et cependant d'énergie inférieure à B. Le passage du niveau B au niveau A est donc possible par l'intermédiaire d'un de ces états. Dans ces conditions

la transition $B \rightarrow A$ doit se faire avec émission de deux quanta par transition, éventuellement convertis. On remarquera d'ailleurs que ces deux quanta n'ont pas individuellement une énergie bien définie puisque le niveau intermédiaire n'est pas déterminé. Ce ne sont pas des raies γ (ou de conversion) mais un spectre continu qu'on devrait observer. En fait cette circonstance n'a jusqu'ici jamais été observée. Si, comme nous l'avons déjà indiqué, on observe dans le cas de $^{80}\text{Br}^*$ l'émission de deux quanta (ou électrons de conversion) par transition, ceux-ci ont des énergies parfaitement définies et ne forment pas un spectre continu.

On peut donc dire que jusqu'ici le modèle développé par Sachs demeure une vue de l'esprit, mais il est possible qu'un jour on observe des cas d'isométrie de ce genre.

Nous ajouterons cependant une remarque. Si l'éloignement ou l'étroitesse du niveau C rendent impossible la transition de B à A, il ne s'ensuit pas que le niveau B soit stable. En effet si le niveau fondamental est radioactif, les conditions énergétiques de radioactivité sont *a fortiori* remplies par le niveau B qui doit donc être aussi radioactif. Il y aurait ainsi possibilité de rattacher à la règle d'interdiction invoquée par Sachs les cas d'isométrie où les deux états sont radioactifs. Cependant pour qu'il en soit ainsi une condition doit être remplie, à savoir que les deux états aient un moment angulaire nul. Ceci n'est possible que si le nombre total des particules est pair. En se reportant au tableau du chapitre premier et en relevant les cas où on

a pu montrer que chaque isomère est radioactif ($\bar{\beta}$, β^+ ou K) on trouve :
 7 cas à nombre de particules pair (6 sûrs et 1 douteux),
 3 cas à nombre de particules impair (1 sûr et 2 douteux), résultat qui, sans apporter de certitude, est assez en faveur de l'idée que nous avons formulée.

5. Le changement de symétrie. — Des règles d'interdiction particulières se présentent quand on a affaire à des systèmes quantifiés qui, comme les noyaux (1), sont formés de particules identiques. Elles résultent du principe suivant ou principe d'indiscernabilité.

Deux particules de même nature ayant les mêmes propriétés il est impossible de les distinguer l'une de l'autre, et les phénomènes physiques observables doivent être les mêmes quand on les permute.

Comme c'est la fonction d'onde qui représente les propriétés du système, celle-ci devra être assujettie à certaines conditions pour être compatible avec le principe précédent. En particulier on est amené à considérer parmi toutes les fonctions d'onde possibles pour représenter un système, celles qui sont symétriques ou antisymétriques par rapport aux particules du système.

Si l'on désigne par $x_1, y_1, z_1, \dots, x_n, y_n, z_n$, les coordonnées de la 1^{re}, ... n^e particule et par $\sigma_1, \dots, \sigma_n$ leurs spins respectifs, la fonction d'onde du système nucléaire est de la forme :

$$\Psi(x_1, y_1, z_1, \sigma_1, \dots, x_n, y_n, z_n, \sigma_n).$$

Elle est dite symétrique si elle ne change pas quand on permute deux particules quelconques (coordonnées et spins). Elle est antisymétrique si elle change seulement de signe.

Les principes de la mécanique ondulatoire permettent de démontrer le théorème suivant (26) :

Si un système est à un moment donné dans un état stationnaire représenté par une fonction d'onde symétrique ou antisymétrique par rapport aux particules identiques qu'il contient, et s'il subit une transition l'amenant à un autre état stationnaire, ce dernier présente le même caractère de symétrie. En d'autres termes, il y a interdiction de combinaison entre états de symétrie différente.

Ce théorème tire toute son importance du principe suivant qui est suggéré par un certain nombre de résultats expérimentaux.

La fonction d'onde représentant un système de particules identiques est toujours soit symétrique, soit antisymétrique par rapport aux coordonnées et aux spins des particules qui le forment, le caractère de symétrie étant déterminé par la nature des particules en cause.

(1) On admet que le neutron et le proton ne sont que deux états différents de la même particule, désignée sous le nom de « nucléon ».

Les ensembles d'électrons, de nucléons sont à états antisymétriques. Les ensembles de particules complexes (noyaux) sont à états symétriques ou antisymétriques selon qu'elles sont formées d'un nombre pair ou impair de constituants (nucléons).

Ceci montre que le théorème qui interdit la combinaison d'états de symétrie différente (intercombinaison) est d'une application très générale. Un cas très important est réalisé lorsque dans l'énergie d'interaction la part qui fait intervenir le spin est faible devant le reste (26). On peut alors faire une séparation des variables d'espace et des variables de spin et écrire (en représentant symboliquement par 1, 2, ... l'ensemble des variables d'espace de la 1^{re}, 2^e, ... particule) la fonction sous la forme :

$$\Psi(1, \sigma_1, 2, \sigma_2, \dots, n, \sigma_n) \\ = \Phi(1, 2, \dots, n) \varphi(\sigma_1, \sigma_2, \dots, \sigma_n).$$

Comme nous savons que Ψ doit être antisymétrique par rapport aux n particules nous voyons que nous avons deux moyens de réaliser cette condition :

Φ symétrique et φ antisymétrique
 Φ antisymétrique et φ symétrique.

Or, si en première approximation les effets de spin sont négligeables la règle d'interdiction concerne uniquement la fonction d'espace qui ne doit pas changer de caractère de symétrie. On voit donc que l'on aura deux séries de niveaux tels que les combinaisons ne seront permises qu'entre termes de la même série : ceux à fonction d'espace symétrique et ceux à fonction d'espace antisymétrique. On sait que c'est ainsi que l'on rend compte de la subdivision des niveaux de l'atome d'hélium, et de ceux de la molécule d'hydrogène en niveaux ortho et para.

En particulier dans chaque série le niveau le plus bas peut être considéré comme un niveau fondamental de sorte que le système possède deux niveaux entre lesquels aucune transition n'est possible.

Cependant, en seconde approximation, l'influence des spins doit être considérée et l'interdiction de combinaison concerne, non plus la fonction d'espace Φ mais la fonction totale Ψ . Il y a alors possibilité de combinaison entre états à fonction d'espace de symétrie différente. Cette combinaison est d'autant plus probable qu'on s'écarte des conditions où l'influence du spin est négligeable. Elle présente surtout de l'intérêt pour les états les plus bas de chaque série entre lesquels aucune transition n'est possible. Celui des deux qui est le plus élevé évolue alors vers l'autre mais la probabilité de transition demeure faible, ce qui en fait un état métastable. C'est le cas des niveaux inférieurs de l'orthohélium et de l'orthohydrogène qui évo-

luent lentement vers le niveau inférieur du parahélium et du parahydrogène.

On peut se demander si une circonstance analogue ne se produit pas dans les noyaux et si les deux états isomères ne sont pas les états inférieurs de deux séries du type ortho et para. La condition pour cela est que les interactions de spin soient faibles par rapport aux interactions spécifiquement nucléaires. Cette condition est-elle remplie ? Il est assez difficile de le savoir dans l'état actuel de nos connaissances sur les actions qui s'exercent au sein du noyau. D'après Bethe (27), il en serait bien ainsi, mais d'après Flügge (21), il n'en serait rien. Il n'est donc pas possible pour le moment de développer davantage les idées précédentes. Cependant parmi toutes celles qui ont été émises elles nous semblent être parmi les plus intéressantes et nous pensons qu'il est important de les avoir constamment présentes à l'esprit.

6. Le modèle de Koyenuma. — Koyenuma (28) a choisi pour représenter les états isomères le modèle suivant. Il suppose que les deux états diffèrent seulement en ce qu'un proton peu lié au reste du noyau occupe dans le champ de ce reste deux états quantiques différents et il calcule la probabilité de transition entre ces deux états.

Supposant que l'un de ces deux états est caractérisé par le moment orbital l du proton, l'autre par le moment orbital zéro, il a donné les probabilités de transition jusqu'à $l = 6$. Les courbes énergie-période correspondantes (en prenant une valeur moyenne du rayon nucléaire $R = 7.10^{-13}$ cm.) sont reproduites sur la figure 5 pour $l = 5$ et 4. Nous reviendrons plus loin sur la comparaison de ces formules avec l'expérience.

7. Le modèle statique de la goutte liquide. — On sait que diverses propriétés du noyau le rendent comparable à une goutte liquide. Deux faits bien connus ont suggéré cette analogie : le volume du noyau et son énergie de cohésion sont tous deux proportionnels au nombre de particules qui le forment. Bien qu'à première vue assez sommaire, le modèle nucléaire de la goutte liquide, suggéré par Bohr et Kalckar (29), a permis de développer d'intéressantes théories. Nous citerons dans cet ordre d'idées la théorie de la bipartition des noyaux lourds (30), la recherche de la densité des niveaux nucléaires (31) et le développement d'une véritable thermodynamique nucléaire où les phénomènes de capture et d'expulsion d'une particule sont considérés comme l'analogie de la condensation et de l'évaporation d'une molécule de la goutte (32).

Selon ce modèle le fluide nucléaire est supposé incompressible et la goutte doit sa stabilité à la cohésion de ses éléments de volume

dont la résultante s'exprime sous forme d'une tension superficielle. Cependant comme au sein du noyau s'exerce aussi la répulsion électrostatique des protons, on introduit cet effet dans le modèle de la goutte en supposant que celle-ci porte la charge nucléaire répartie uniformément dans son volume. Les deux actions de surface et de répulsion électrostatique agissent en sens inverse, l'une assurant la stabilité de la goutte, l'autre tendant à la détruire.

Désignons par E_s l'énergie superficielle de la goutte à l'état sphérique, par E_c son énergie coulombienne et par λ leur rapport. Le calcul (36)(40) montre que pour que la forme sphérique soit stable, c'est-à-dire pour que l'énergie totale augmente lorsque la goutte est déformée, il faut que :

$$\lambda = \frac{E_s}{E_c} = \frac{20\pi}{3} \frac{\gamma A r_0^5}{Z^2 e^2} > 0,5$$

γ : énergie par unité de surface ;

A : nombre de masse ;

r_0 : rayon nucléaire élémentaire.

Mais le calcul montre aussi que si :

$$0,5 < \lambda < 0,565$$

l'énergie passe par un maximum puis par un minimum lorsque la goutte sphérique est déformée à volume constant en ellipsoïde de révolution. Ce minimum est obtenu pour une excentricité de l'ordre de 0,25.

Par conséquent si λ est compris entre les limites précédentes, il existe deux formes stables pour la goutte nucléaire : la forme sphérique et la forme ellipsoïdale. On pourrait supposer que ces deux formes constituent deux états isomères, la transition de l'une à l'autre se faisant par transparence de barrière de potentiel.

Compte tenu de ce que $\gamma = \frac{\alpha}{4\pi r_0^2}$ ($\alpha = 13,6$ Mev) la condition pour l'existence de deux états s'écrit :

$$0,5 < \frac{5}{3} \frac{\alpha A r_0}{Z^2 e^2} < 0,565$$

ou :

$$2,95 \frac{\alpha r_0}{e^2} < \frac{Z^2}{A} < 3,33 \frac{\alpha r_0}{e^2}.$$

Une certaine incertitude existant sur la valeur de r_0 nous donnons les limites correspondant à :

$$r_0 = 1,39 \cdot 10^{-13} \text{ cm. } (40) : 39 < \frac{Z^2}{A} < 44$$

$$r_0 = 1,85 \cdot 10^{-13} \text{ cm. } (42) : 52 < \frac{Z^2}{A} < 58.$$

Or la valeur la plus élevée de $\frac{Z^2}{A}$ rencontrée dans les noyaux connus est 37 (uranium). On voit donc que, dans la mesure où l'approximation des calculs précédents est acceptable, la déformation de la goutte nucléaire ne saurait rendre compte de l'isométrie.

Par contre les considérations du genre précédent se sont révélées précieuses dans l'étude de la bipartition des noyaux lourds.

8. Le modèle dynamique de la goutte liquide. — Une autre façon d'envisager l'isométrie selon le modèle de la goutte consiste à considérer que l'état fondamental du noyau est représenté par la forme sphérique au repos tandis que l'état excité serait un état où la goutte serait le siège d'ondes stationnaires. Les calculs ont été développés successivement par Bethe (33), Irwing Lowen (34), Flügge (35) et nous même (36-37). Les résultats sont les suivants. On admet pour la goutte un mouvement dans lequel le point ayant au repos les coordonnées r, θ, φ subit un déplacement de la forme de :

$$\vec{\delta}(r, \theta, \varphi) \sin \omega t.$$

Deux formes différentes de $\vec{\delta}$ sont envisagées. Si $\vec{\delta} \propto \text{grad} [r^l Y_l(\theta, \varphi)]$, Y_l étant une fonction sphérique quelconque d'ordre l , on trouve que la goutte émet un rayonnement 2^l polaire électrique et que la probabilité de transition par unité de temps est donnée par :

$$W_1 = 3(l+1) \left(\frac{eR}{\hbar c} \right)^{2l} \frac{Z^2 e^2}{Mc} \frac{R^{-2}}{1^2, 3^2 \dots (2l+1)^2}. \quad (1)$$

Si $\vec{\delta} \propto \text{rot} \{ r [r^l Y_l(\theta, \varphi)] \}$, le rayonnement émis est 2^l polaire magnétique et la probabilité de transition par unité de temps est donnée par :

$$W_2 = 3(2l+1) \left(\frac{eR}{\hbar c} \right)^{2l+2} \frac{Z^2 e^2}{Mc} \frac{R^{-2}}{1^2, 3^2 \dots (2l+3)^2}. \quad (2)$$

On voit d'ailleurs qu'à l'approximation de ces calculs :

$$W_1(l) \propto W_2(l-1)$$

de sorte qu'on peut se limiter à considérer l'expression de W_1 .

Pour la comparaison avec les résultats expérimentaux nous ne devons tenir compte que des cas où la transition se fait sans conversion interne et de ceux où l'on a pu mesurer le rapport d'embranchement de manière à pouvoir remonter à la transition γ pure. Ces cas sont rassemblés dans le tableau ci-après.

Noyau	Énergie	T_γ/T	T sec	T_γ sec
$^{107-109}_{47}\text{Ag}$	93,5	100	40	$4 \cdot 10^3$
$^{114}_{49}\text{In}$	192	2	$4,32 \cdot 10^6$	$8,6 \cdot 10^6$
$^{44}_{24}\text{Sc}$	288	1,5	$1,67 \cdot 10^5$	$2,6 \cdot 10^5$
$^{115}_{49}\text{In}$	338	1,5	$1,63 \cdot 10^4$	$2,4 \cdot 10^4$
$^{87}_{38}\text{Sr}$	386	1,15	$1,02 \cdot 10^4$	$1,2 \cdot 10^4$
$^{113}_{49}\text{In}$	393	1,7	$6,24 \cdot 10^3$	$1,05 \cdot 10^4$
$^{69}_{30}\text{Zn}$	430	1	$4,96 \cdot 10^4$	$5 \cdot 10^4$

La figure 5 reproduit ces résultats dans un diagramme analogue au classique diagramme de Sargent (Abscisse : logarithme des énergies ; ordonnée : logarithme des périodes). En traits pleins sont les droites qui représentent la relation (1) lorsqu'on adopte les valeurs moyennes $Z = 35$ et $A = 80$. En traits interrompus sont les droites qui expriment la relation de Koyenuma pour $l = 3$ et 4.

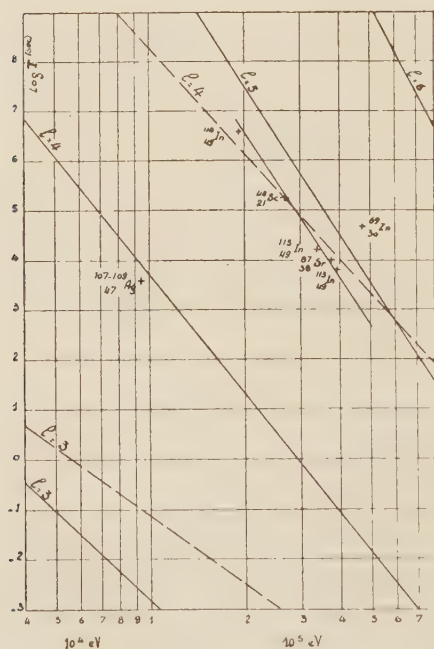


Fig. 5.

Il est clair que ce sont les relations déduites du modèle de la goutte qui sont les plus satisfaisantes. En effet, sur les 7 points, 1 se place au voisinage de $l = 4$ et 6 au voisinage de $l = 5$. De plus 5 de ces derniers se disposent sur une droite parallèle à $l = 5$, la période réelle étant environ quatre fois plus petite que la période calculée. Ce facteur 4, qui peut *a priori* paraître élevé doit cependant être considéré comme satisfai-

sant étant données les approximations que comporte le modèle de la goutte, de sorte que la formule qui en est déduite est pour les cas examinés assez satisfaisante.

9. La théorie de la conversion interne. — Dans tout ce qui précède nous n'avons tenu aucun compte du phénomène de conversion interne que nous avons défini au paragraphe 3 du chapitre premier. Nous savons que son effet doit être une augmentation de la probabilité de transition, c'est-à-dire une diminution de la période. Désignons par W_γ et W_e la probabilité d'émission d'un photon et la probabilité d'émission d'un électron de conversion pendant l'unité de temps. La probabilité de transition totale est :

$$W = W_\gamma + W_e = W_\gamma \left(1 + \frac{W_e}{W_\gamma} \right).$$

Dans la littérature on désigne sous le nom de coefficient de conversion soit $\frac{W_e}{W_e + W_\gamma}$, soit $\frac{W_e}{W_\gamma}$, soit $1 + \frac{W_e}{W_\gamma}$ suivant les auteurs. Nous préférons, comme nous l'avons déjà indiqué, réserver le nom de *coefficient de conversion* à $\frac{W_e}{W_e + W_\gamma}$ et désigner $\frac{W_e}{W_\gamma}$ sous le nom de *rapport d'embranchement*.

La théorie de la conversion interne se ramène au calcul du rapport d'embranchement $\frac{W_e}{W_\gamma}$. Elle a été développée par Hebb et Uhlenbeck (38) dans le cas où l'électron de conversion a une énergie faible permettant l'emploi de formules non relativistes. Elle a été étendue au cas relativiste par Dancoff et Morisson (22) en ce qui concerne la conversion dans la couche K et par Hebb et Nelson (39) pour la conversion dans la couche L.

Les expressions obtenues sont analytiquement très compliquées et en fait, on les utilise sous forme graphique. Hebb et Nelson ont mis l'expression du rapport d'embranchement sous la forme :

$$\text{Log } \frac{W_e}{W_\gamma} = \text{Log } K_l - 2(l + 1) \text{Log } \frac{Z}{137}$$

$$\text{Log } \frac{W_e}{W_\gamma} = \text{Log } L_l - 2(l + 1) \text{Log } \frac{Z}{137}$$

en ce qui concerne la couche K et la couche L, et pour des transitions $2'$ polaire électriques ne communiquant pas aux électrons de conversion des énergies nécessitant des corrections de relativité. Les quantités K_l et L_l sont des fonctions de l'énergie libérée par la transition et de l . Elles ont été données sous forme d'un tableau numérique en

prenant pour variable la quantité $\frac{W}{\gamma^2}$, W étant l'énergie libérée exprimée en unités mc^2 et $\gamma = \frac{Z}{137}$. Nous avons utilisé ce tableau pour construire les courbes des figures 6 et 7, qui permettent de

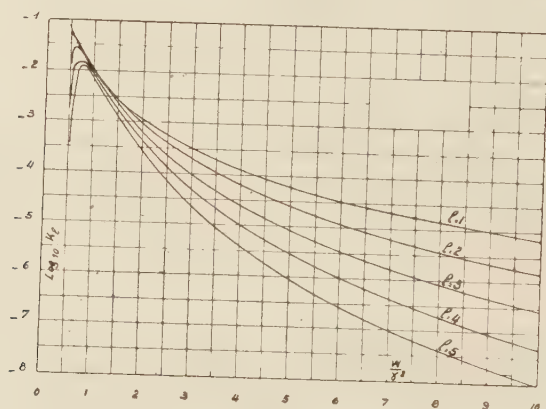


Fig. 6.

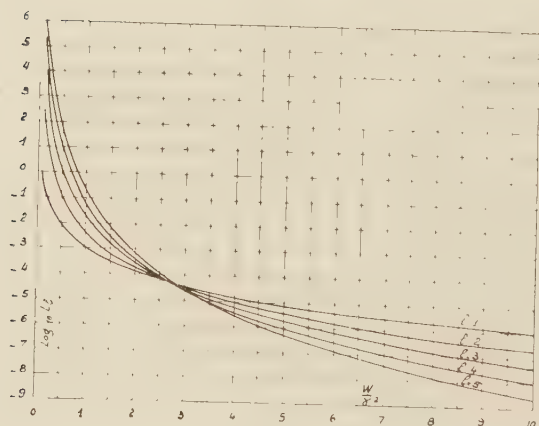


Fig. 7.

déterminer commodément les valeurs des rapports d'embranchement. En utilisant ces courbes on n'oubliera pas que la valeur de Z à faire intervenir n'est pas la vraie valeur, mais la valeur corrigée de l'effet d'écran. On prendra pour valeur effective :

$$(Z \text{ eff})_K = Z - 0,6$$

$$(Z \text{ eff})_L = Z - 4,15.$$

En ce qui concerne les transitions de multipôle magnétique les auteurs n'ont pas développé les calculs numériques, mais ils ont exprimé le résultat par les formules ci-après. En désignant par β_K^l et β_L^l les rapports d'embranchements relatifs à la conversion dans les couches K et L pour un rayonnement 2^l polaire magnétique :

$$\beta_K^l = 2 \frac{Z^3 \alpha^l}{W} \left(\frac{W+2}{W} \right)^{l+1/2}$$

$$\beta_L^l = \frac{Z^3 \alpha^l}{4W} \left(\frac{W+2}{W} \right)^{l+1/2} \left\{ 1 + \frac{(Z\alpha)^2}{4} \left(\frac{W+2}{W} \right) \left[\frac{l+1}{2l+1} + \frac{l(2l+1)}{4} \left(\frac{2l-1}{2l+1} - \frac{W}{W+2} \right)^2 \right] \right\}$$

$\alpha = \frac{1}{137}$ étant la constante de structure fine.

D'une façon générale on peut dire que la théorie a mis en évidence les caractères suivants : le rapport d'embranchement est d'autant plus grand que l'énergie libérée est plus faible, l'ordre multipolaire plus élevé et le noyau plus lourd. Un point particulièrement important sur lequel Hebb et Nelson ont insisté est le suivant. Les quantités $\left(\frac{W_e}{W_\gamma} \right)_K$ et $\left(\frac{W_e}{W_\gamma} \right)_L$ dont la théorie fournit les valeurs sont des quantités difficiles à mesurer du point de vue expérimental. Elles nécessitent en

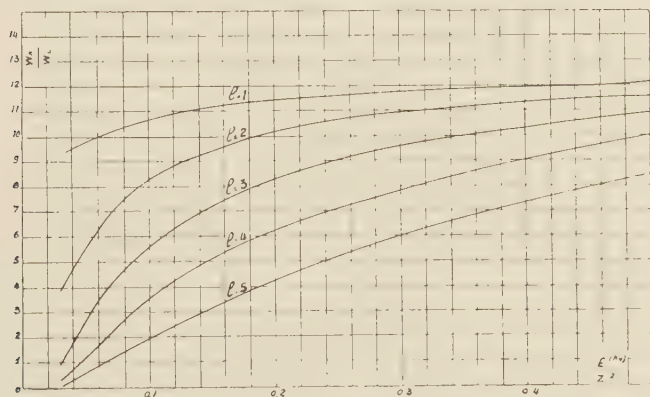


Fig. 8.

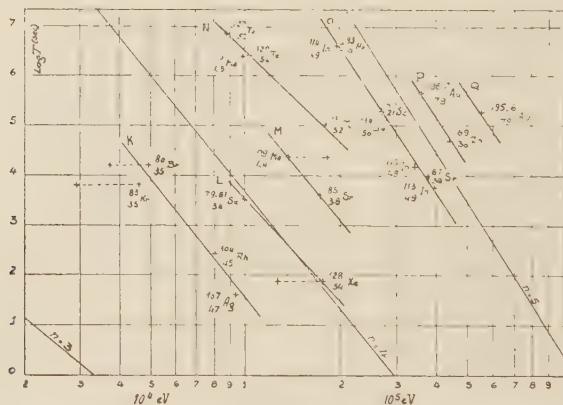
effet la numération des électrons de conversion et celle des photons non convertis. Par contre le rapport de ces deux quantités $\frac{(W_e)_K}{(W_e)_L}$ ne demande que la numération des électrons de chacune des raies de conversion K et L, et est d'une mesure plus facile. Or il se trouve que pour un noyau et une énergie donnés ce rapport est une fonction très

sensible de l'ordre multipolaire et par conséquent doit en permettre la détermination. La valeur de Z eff n'étant pas la même pour la couche K et la couche L on ne peut pas l'exprimer en fonction du paramètre $\frac{W}{\gamma^2}$. Cependant, comme la dépendance vis-à-vis de Z est assez faible, Hebb et Nelson ont tracé des courbes donnant pour les transitions électriques multipolaires les valeurs de ce rapport dans le cas $Z=35$ (fig. 8). Ces courbes demeurent valables en première approximation pour les valeurs de Z voisines de 35. Pour $Z > 35$ il faudrait les abaisser, pour $Z < 35$ il faudrait les élever, les erreurs ne dépassant pas 20 o/o pour $25 < Z < 50$.

On remarquera que pour les faibles énergies et les ordres multipolaires élevés la conversion dans la couche L peut devenir supérieure à la conversion dans la couche K.

Les courbes correspondantes pour les transitions de multipôle magnétique n'ont pas été publiées. On pourra dans chaque cas particulier faire le calcul à l'aide des expressions des coefficients β données plus haut.

10. Essai de classification empirique des cas d'isométrie. — L'examen des tentatives théoriques et de la théorie de la conversion interne que nous venons de faire nous a familiarisés avec l'idée que les cas



suffisant de cas pour mettre en évidence de façon empirique ce groupement par famille. Pour cela nous avons porté l'ensemble des cas de transition isomérique connus sur un diagramme logarithmique énergie-période sans tenir compte de l'existence ou non de la conversion interne (fig. 9). Nous avons également reporté sur la même figure les droites donnant la relation énergie-période dérivée du modèle de la goutte liquide.

En premier lieu nous retrouvons la famille déjà observée à propos de l'examen de ladite relation. Mais elle s'est enrichie de deux unités, à savoir $^{93}_{41}\text{Nb}$ et $^{134}_{56}\text{Ba}$, ce qui porte à sept le nombre de ses membres. Les autres familles sont moins riches et pour les définir il faut souvent s'aider de l'hypothèse d'une variation progressive de la pente d'une famille à la voisine. C'est ce qui permet de définir des familles qui n'ont que deux membres. Le degré de certitude sur le mode de groupement est alors évidemment plus faible, et demande à être confirmé par la connaissance future de nouveaux cas appartenant à la même famille,

On peut faire vis-à-vis de la classification obtenue les remarques suivantes :

1° Dans les différents cas où deux quanta accompagnent la transition isomérique, un seul d'entre eux se laisse rattacher à l'une des familles. C'est que vraisemblablement c'est celui-là qui détermine la période de la transition, l'autre se produisant ensuite dans un délai très court.

2° Dans le cas de $^{127}_{52}\text{Te}$ l'énergie du quantum émis a d'abord été indiquée comme égale à 125 kV, puis ensuite à 86 kV. Il est clair que la première valeur en faisait un point aberrant tandis que la seconde le ramène à l'alignement des deux autres isotopes du tellure. A ce sujet, on remarquera qu'il y a deux espèces chimiques riches en cas d'isomérie : le tellure et l'indium. Or dans ces deux cas il est curieux de constater que les trois isotopes appartiennent à la même famille. Cette circonstance n'est cependant pas générale car les deux isotopes du Sr ou du Ma ne se trouvent pas placés dans la même famille.

La question qui se pose est maintenant de savoir le lien qui réunit les différents noyaux d'une même famille. Si on se place au point de vue de l'isomérie rattachée au changement de moment angulaire, nous avons déjà dit que nous ne devions pas pratiquement rencontrer de changements supérieurs à quatre unités. Mais un changement de valeur Δl donnée peut donner lieu à une émission $2^{\Delta l}$ polaire électrique ou magnétique, ce qui ne correspond pas à la même probabilité de transition par émission γ et à la même conversion interne. Cela nous conduirait à huit familles possibles. Or sur le diagramme nous voyons qu'il en existe déjà au moins six ; il faudrait donc supposer qu'elles correspondent aux transitions 2^2 , 2^3 et 2^4 polaires élec-

triques et magnétiques. Ceci paraît difficile à admettre car les périodes des transitions quadripolaires par exemple telles qu'on peut les calculer avec n'importe laquelle des formules que nous avons envisagées jusqu'ici, même considérées comme ne donnant que des ordres de grandeur, sont toujours beaucoup plus petites que celles qu'on observe pour la famille K. De plus l'effet de la conversion interne serait encore de diminuer les périodes calculées. Il paraît donc nécessaire de compléter les indications précédentes.

Nous suggérons dans ce but les considérations suivantes :

1° Nous avons vu que dans le cas où les interactions dues aux spins sont très faibles les niveaux excités se séparent en deux groupes entre lesquels aucune combinaison n'est, en principe, possible. Les raies d'intercombinaison apparaissent en même temps que les interactions dues aux spins. Tant que celles-ci demeurent faibles on peut diviser les transitions en transitions très probables qui se font à l'intérieur d'un groupe et en transitions très peu probables qui se font entre termes de groupes différents. Plus les interactions dues aux spins deviennent importantes, plus ces dernières deviennent probables et les probabilités des deux types de transition se rapprochent. Cependant on conçoit que les transitions avec changement de symétrie d'espace (ou, plus exactement, dérivées par continuité des transitions qui se faisaient avec changement de symétrie d'espace lorsque la séparation des variables de spin et d'espace était possible) conservent une probabilité plus faible que celles qui se font sans changement de cette symétrie d'espace. Toutes choses identiques par ailleurs, on peut donc envisager la possibilité de deux lois différentes pour un type de transition donné. En particulier si cette transition est soumise *par ailleurs* à une condition qui la rende très peu probable, telle par exemple que la condition relative au changement de moment angulaire, on arrive à la possibilité de deux probabilités de transition différentes pour la même valeur de changement de spin.

2° Un raisonnement analogue peut être développé à propos de la parité. Nous ne devons pas avoir les mêmes probabilités de transition lorsque celle-ci s'effectue entre niveaux de même parité ou de parité opposée. Mais en réalité cette distinction se confond avec celle qui rattache le rayonnement émis au type électrique ou magnétique. En effet les transitions sont régies par une loi de conservation de la parité. Comme une transition entre deux niveaux dont la différence de moment angulaire est Δl se fait avec émission d'un rayonnement $2^{\Delta l}$ polaire, ce rayonnement devra être pair si les deux niveaux ont la même parité et impair dans le cas contraire. Or un rayonnement de 2^l pôle électrique a la parité de l et un rayonnement de 2^l pôle magnétique a la parité opposée à l . Par conséquent on voit que

pour Δl donné le caractère de parité des niveaux en cause détermine la nature électrique ou magnétique du rayonnement émis.

Finalement nous voyons qu'à toute valeur de Δl peuvent correspondre quatre lois différentes de probabilité de transition. Ceci nous permettrait alors de rendre compte des familles indiquées par les résultats expérimentaux en n'invoquant que des transitions 2^3 et 2^4 polaires, ce qui ne se heurterait pas à l'objection déjà signalée.

DEUXIÈME PARTIE

ÉTUDE DE L'ISOMÉRIE NUCLÉAIRE DU BROME 80

CHAPITRE III

L'isomérisie du brome 80.

1. Les électrons de conversion. — Nous avons déjà donné au premier paragraphe du chapitre premier un certain nombre de renseignements sur le mode d'obtention des deux états isomères de ^{80}Br . Nous ne reviendrons pas sur ce point. Nous y avons vu que le noyau de l'isotope 80 du brome peut exister sous deux formes de périodes 18 minutes et 4,5 heures. Chemin faisant nous avons eu l'occasion de signaler que la période de 18 minutes était celle de l'état fondamental et la période de 4,5 heures, celle du niveau excité métastable. Nous avons également indiqué que la transition de l'un à l'autre s'effectuait avec une forte conversion interne. Il nous faut maintenant revenir sur ces différentes questions pour un examen plus détaillé.

Dès que fut certaine l'existence de ce cas d'isomérisie, on s'efforça de déterminer le rayonnement associé à chacune des deux périodes et l'on constata très vite (43) (44) que toutes deux étaient associées à l'émission du même spectre β de limite supérieure $2 \pm 0,1$ Mev. Nous savons maintenant (paragraphe 3, chapitre premier) que ceci résulte d'un équilibre de régime entre le produit de 4 h. $1/2$ et le produit dérivé de période 18 minutes qui est en réalité le seul à émettre un spectre β .

Plus tard les mesures au spectrographe magnétique de Valley et Mac Creary (45) (46) ont montré qu'à la période 4,5 heures étaient associées trois raies électroniques d'énergies :

$$23,6 \quad 35,5 \quad 47,2 \text{ kev.}$$

La différence d'énergie entre les deux raies les plus énergiques étant de 11,7 kev, c'est-à-dire égale, à la précision de l'expérience près, à la différence entre les énergies limites d'absorption K et L du brome (1), Valley et Mac Creary en ont conclu que ces deux raies

(1) Celles-ci ont pour valeurs respectives : 13,45 et 1,55 kev.

étaient les raies de conversion K et L d'un même quantum qui se trouve être égal à $48,9 \pm 0,4$ kev.

Quant à la troisième elle est interprétée comme étant soit la conversion K d'un quantum de 37 kev, soit la conversion L d'un quantum de 25 kev. Dans le premier cas la raie de conversion L se confondrait avec la raie de conversion K du quantum de 48,9 kev. Dans le second cas la raie de conversion K aurait une énergie de 11,9 kev et dans cette région les plaques photographiques utilisées ne sont pas assez sensibles pour que la détection de cette raie, si elle existe, soit possible.

Nous ferons remarquer qu'une autre possibilité compatible avec les résultats des mesures n'a pas été envisagée par Valley et MacCreary. Elle consiste à attribuer les deux raies les moins énergiques à un quantum de 37 kev mais à considérer les raies de 47,2 kev comme la conversion K d'un quantum de 60,6 kev dont la conversion L serait négligeable. Nous verrons cependant que si les mesures au spectrographe magnétique ne permettent pas d'éliminer cette hypothèse, les mesures que nous avons faites montrent qu'elle doit être rejetée. Nous n'en tiendrons pas compte dans ce qui suit, nous bornant à indiquer au moment voulu les raisons de ce rejet.

Le fait que les électrons de conversion sont associés à la période 4,5 heures et non à la période 18 minutes nous indique que 4,5 heures est la période de la transition isomérique, tandis que 18 minutes est la période de désintégration β du niveau fondamental. Nous allons maintenant indiquer des expériences d'un autre type qui conduisent à la même conclusion.

2. Application de l'effet Szilard-Chalmers à la transition isomérique.

— Nous avons déjà signalé l'importance du rôle que l'effet Szilard-Chalmers (47) joue dans l'étude de l'isométrie nucléaire. Nous allons maintenant sur le cas particulier du brome préciser en quoi il consiste. Nous commencerons par rappeler son mode d'application habituel, et pour fixer les idées nous raisonnerons encore sur le cas particulier du brome et nous décrirons la façon dont nous avons préparé les sources radioactives utilisées au cours de nos expériences. Nous nous proposons de préparer par action des neutrons lents sur le brome naturel les isotopes radioactifs 80 et 82 de cet élément. Pour cela nous partons du bromure d'éthylène $C_2H_4Br_2$ que nous plaçons dans un flacon entouré de paraffine au voisinage de la source de neutrons que constitue la cible de beryllium frappée par les deutérons du cyclotron. Considérons dans la molécule du bromure d'éthylène un atome de brome dont le noyau vient de capturer un neutron. Le noyau composé se trouve dans un état fortement excité et libère rapidement son énergie d'excitation en un ou plusieurs photons, mais cette émission s'accompagne d'un recul du noyau émetteur et le

recul est assez énergique pour que l'atome de brome qui le subit soit arraché à la molécule à laquelle il appartenait. Il y aura donc au sein du bromure d'éthylène des atomes libres de brome plus ou moins ionisés et ces atomes seront justement ceux dont le noyau aura capturé un neutron c'est-à-dire seront devenus radioactifs. Il suffit d'un lavage à l'eau pour extraire du bromure d'éthylène les atomes libres de brome et l'on conçoit que l'eau de lavage ainsi obtenue présente une concentration d'activité (c'est-à-dire le rapport $\frac{\text{nombre d'atomes de Br radioactifs}}{\text{nombre total d'atomes de Br}}$) beaucoup plus grande que le bromure d'éthylène à la fin de son irradiation. On a, en fait, procédé à une véritable séparation des isotopes du brome, les isotopes non radioactifs restant avec le bromure d'éthylène, les isotopes radioactifs étant entraînés par les eaux de lavage. Il est bien évident qu'aucune méthode chimique ne permettrait d'obtenir semblable résultat.

Il est clair que chaque fois qu'un noyau subira une transformation accompagnée d'un recul suffisant pour l'extraire d'une molécule où il figurait, il y aura possibilité de séparation du produit transformé et du produit non transformé. On peut se demander si en particulier le produit d'une transition isomérique ne peut être de cette manière séparé de sa substance-mère.

Calculons donc les valeurs des énergies de recul. On trouve facilement que si un noyau émet un photon d'énergie W (exprimé en unités mc^2) l'énergie de recul du noyau est égale, avec les mêmes unités, à :

$$E = \frac{1}{3650A} W^2,$$

A étant le nombre de masse du noyau. Si nous appliquons cette formule à l'émission d'un photon de 49 kev ($= 0,096 mc^2$) pour le brome ($A = 80$), nous trouvons :

$$E = 3,16.10^{-8} mc^2 = 0,016 \text{ ev.}$$

Cette énergie est très faible et ne saurait amener la rupture d'une liaison moléculaire.

Supposons alors que ce soit un électron de conversion qui soit expulsé avec l'énergie cinétique W . L'énergie de recul du noyau est alors donnée par :

$$E = \frac{1}{3650A} W(W + 2)$$

et l'on voit que lorsque W est petit devant l'unité le recul du noyau peut être plus important lors de l'émission d'un électron de conversion que lors de l'émission d'un photon. Appliquons cette formule à

la raie de conversion K du photon de 49 kev du brome ($W = 35,5 \text{ kev} = 0,0695 \text{ mc}^2$); on trouve :

$$E = 4,78.10^{-7} \text{ mc}^2 = 0,244 \text{ ev.}$$

Cette énergie n'est qu'une quinzaine de fois plus grande que la précédente. Elle est encore bien faible pour permettre de rompre une liaison moléculaire. Cependant l'expérience montre que la séparation des deux isomères est possible. Avant d'examiner comment ce résultat a été obtenu, signalons l'explication suggérée par Daudel (48) et qui permet de comprendre que malgré une aussi faible énergie le rendement des séparations par effet Szilard-Chalmers soit bon : la conversion interne ayant créé une case vide dans la couche K ou L, ce vide va se combler par chute d'un électron plus extérieur, lequel sera à son tour remplacé par un électron encore plus extérieur et de proche en proche on arrivera à créer un vide dans la couche des électrons de valence. C'est cette disparition d'un électron de valence qui amènerait la rupture de la liaison.

Quoi qu'il en soit, il n'est pas douteux que cette rupture existe. L'expérience a été faite pour la première fois par Segré, Halford et Seaborg (49). Ces auteurs firent la synthèse du bromure de butyle tertiaire en utilisant du brome radioactif obtenu par irradiation de bromure d'éthylène par neutrons lents. Ils constatèrent que les produits qui se séparaient s'étaient enrichis en brome de période 18 minutes. De Vault et Libby (50) firent des expériences particulièrement claires en utilisant en solution ammoniacale les ions BrO_3^- comportant du brome radioactif. Les atomes qui se séparent par recul sont à l'état d'ions Br^- et il est facile de les précipiter sous forme AgBr . Dans ces conditions on observe que, si l'on fait la précipitation à une époque où l'activité de 18 minutes présente en fin d'irradiation a complètement disparu de la solution et où il ne reste qu'une décroissance de période 4,5 heures : 1° l'activité du précipité décroît avec la période 18 minutes et 2° l'activité du bromate resté en solution a considérablement diminué lors de la précipitation et augmente ensuite avec la période 18 minutes. Ces expériences mettent clairement en évidence le fait que le rayonnement appartient au noyau de période 18 minutes et que celui-ci est bien le dérivé du noyau de période 4,5 heures.

3. Etude des rayons X et γ . — Lorsqu'il y a conversion interne dans la couche K, la case vide qui se trouve créée se remplit par chute d'un électron d'une couche moins liée, et cette chute s'accompagne de l'émission de la raie K correspondante. De même toute conversion dans la couche L s'accompagne de l'émission d'une raie L. On doit donc observer en même temps que les électrons de conversion l'émission de raies X de l'élément qui subit la transition isomérique.

L'émission des raies K du brome a été effectivement observée par Roussinow et Yusephowitch (12). Ces auteurs ont pu les identifier avec certitude comme appartenant au brome en employant la méthode des absorbants sélectifs. Nous avons déjà dit (chap. I^{er}, § 1^{er}) l'importance de cette identification et la nécessité de les distinguer des raies du sélénium et du krypton.

Les raies K du brome ($K\alpha_1 = 1\,041,6$ UX, $K\alpha_2 = 1\,037,6$ UX) se trouvent placées entre les discontinuités d'absorption K de l'arsenic et du sélénium ce qui conduit à des coefficients d'absorption très différents dans ces deux substances de numéros atomiques cependant voisins. Théoriquement on doit avoir $\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{As} = 199$ et $\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{Se} = 28,1$. L'expérience donne bien des résultats de cet ordre. S'il s'était agi de raies du sélénium elles ne se seraient pas trouvées entre les limites d'absorption et les $\frac{\mu}{\rho}$ auraient été très voisins. Restait la possibilité des raies du krypton qui se trouvent comprises entre les mêmes limites. Elle fut éliminée en étudiant l'absorption du rayonnement dans le mercure et le plomb. En effet les raies K du krypton sont comprises entre les discontinuités d'absorption L de ces deux éléments tandis que les raies K du brome sont extérieures à cet intervalle.

L'identification aux raies K du brome des rayons X émis constitue une nouvelle preuve de la transition isomérique.

Grindberg et Roussinow (53) ont d'autre part cherché quels étaient les photons émis au cours de la transition isomérique. On peut s'attendre d'après les résultats relatifs aux électrons de conversion à ce que soient émis des photons de 48,9 kev et de 37 ou 25 kev. D'après le coefficient d'absorption dans l'aluminium des photons émis leur énergie a été estimée voisine de 37 kev. D'une façon plus précise la méthode des absorbants sélectifs a permis de dire que cette énergie était comprise entre 35,9 et 37,4 kev. Il n'a été observé aucun photon de 25 kev ni de 49 kev. Il semble donc que de ces mesures on puisse déduire :

1^o Le quantum de 48,9 kev est complètement converti ;

2^o La raie électronique de 23,6 kev est la raie de conversion K d'un photon de 37 kev et non la raie de conversion L d'un photon de 25 kev.

4. Le schéma de la transition isomérique. — L'ensemble des résultats précédemment rapportés permet donc de conclure que le niveau métastable du brome est celui qui a la période 4,5 heures, que la transition au niveau fondamental est accompagnée de l'émission de quanta complètement convertis du 49 kev et de quanta partiellement convertis de 37 kev. Finalement dans l'état fondamental le brome 80 est radioactif β^- et se transforme en krypton 80.

Il reste maintenant à interpréter l'existence de deux quanta différents. Deux hypothèses se présentent :

1° Le niveau métastable est situé à 49 kev du niveau fondamental et il existe un niveau intermédiaire situé à 37 kev de l'un des deux niveaux extrêmes. La transition peut se faire soit directement (émission d'un quantum de 49 kev) soit en passant par le niveau intermédiaire (émission de deux quanta de 37 et 12 kev).

2° Le niveau métastable est situé à 86 kev du niveau fondamental et la transition se produit en passant par un niveau intermédiaire situé à 49 kev de l'un des niveaux extrêmes et à 37 kev de l'autre.

Dans le premier cas la transition serait accompagnée soit du quantum de 49 kev soit du quantum de 37 kev ; dans le second cas elle serait accompagnée de l'un et de l'autre.

La première hypothèse est soutenue par Valley et Mac Creary (46) qui opposent à la seconde l'argument suivant : on n'observe pas de transition directe entre le niveau de 86 kev et le niveau fondamental.

La seconde hypothèse est par contre soutenue par Grindberg et Roussinow (47), mais ces auteurs n'indiquent pas la raison qui leur fait passer la première sous silence. Nous verrons plus loin que nos expériences permettent de conclure en faveur de cette seconde hypothèse.

5. Les coefficients de conversion. — Nous avons dit que l'absence de rayons γ de 49 kev avait amené à penser que ce quantum était complètement converti tandis que le quantum de 37 kev ne le serait que partiellement. Nous allons maintenant examiner les mesures qui ont été faites jusqu'à présent pour préciser quantitativement la conversion de ces quanta.

1° Détermination de De Vault et Libby (54).

De Vault et Libby ont cherché à déterminer la valeur du coefficient de conversion d'après le rendement de l'effet Szilard-Chalmers appliqué à la séparation des deux isomères. Ils ont trouvé en variant les conditions expérimentales que 85 o/o de l'activité de 18 minutes étaient séparables du produit en équilibre de régime, d'où ils ont conclu que 85 o/o des transitions se faisaient avec émission d'un électron de conversion.

De plus ils ont cherché à compter les photons de 37 kev. Ils sont arrivés à la conclusion que 37 o/o des transitions se faisaient avec émission d'un tel photon. Ils précisent d'ailleurs qu'il ne s'agit là que d'un ordre de grandeur.

2° Détermination de Grindberg et Roussinow (53).

Ayant mis en évidence l'existence des γ de 37 kev, ces auteurs ont également cherché à en déterminer le nombre. Pour cela ils ont commencé par mesurer le rapport R entre le nombre de quanta X de 13,5 kev et le nombre de γ de 37 kev. Or il y a un quantum X émis

par conversion dans la couche K, de sorte que si on admet une conversion totale du quantum de 49 kev et un coefficient de conversion α pour le quantum de 37 kev, il y a $1 + \alpha$ quanta X émis par transition. Ceci suppose que l'on admet la deuxième hypothèse du paragraphe 5, et en outre que toute la conversion du quantum de 49 kev se passe dans la couche K ce qui n'est certainement pas exact puisqu'on observe la raie de conversion L au spectrographe magnétique. Il faut encore tenir compte de ce qu'une certaine proportion des quanta X sont annihilés par effet Auger. Si f désigne la proportion de ceux qui sortent effectivement et si ρ et ρ' désignent le rendement du compteur pour les photons de 13,5 et 37 kev on doit avoir :

$$R = \frac{\rho f(1 + \alpha)}{\rho'(1 - \alpha)}.$$

De la mesure de R on peut donc déduire α si l'on connaît f qui est donné dans les traités relatifs aux rayons X, ρ et ρ' qui sont des quantités assez difficiles à déterminer. De leurs mesures Grindberg et Roussinow ont déduit $\alpha = 0,5$. Comme ils n'ont pas publié le détail de leurs expériences et en particulier la détermination de $\frac{\rho}{\rho'}$ il est assez difficile de se rendre compte de la précision que comporte ce résultat.

3° Les mesures de Siday (55).

Siday a effectué des expériences à la chambre de Wilson dans le but de mesurer le coefficient de conversion du quantum de 49 kev. Il a déterminé les énergies des électrons d'après leur parcours dans la chambre et a montré qu'on avait trois raies qui correspondaient à celles mesurées de façon plus précise par Valley et Mac Creary. Supposant que le quantum de 49 kev est émis à chaque transition il a calculé pour une série donnée de clichés :

- 1) le nombre d'électrons de conversion ;
- 2) le nombre de noyaux dans l'état fondamental qui se désintègrent ;
- 3) le nombre de noyaux dans l'état métastable qui subissent la transition isomérique ;

Le rapport du nombre 1) au nombre 3) donne le coefficient de conversion interne.

Malheureusement le calcul de ces différents nombres est assez difficile d'après les données de la chambre de Wilson. En effet pour qu'une trajectoire puisse être mesurée convenablement il faut qu'elle soit entièrement comprise dans la zone éclairée de la chambre. C'est donc, pour une source donnée seulement une certaine fraction des rayons émis dans l'angle solide 4π qui seront utilisables. De plus cette fraction est une fonction du parcours, donc de l'énergie des rayons. C'est dans l'évaluation de cette fraction que réside, pensons-nous, la plus grande imprécision de l'expérience.

La source utilisée était déposée sur une feuille de cellophane argentée placée au centre de la chambre, la probabilité que possède un rayon d'être mesurable est déterminée par la hauteur du faisceau lumineux utilisé. Il faudrait en toute rigueur calculer la probabilité pour que ce rayon ne sorte à aucun moment de la zone éclairée. Or ce calcul est pratiquement inextricable en raison des déviations nombreuses subies par les électrons de faible énergie tout au long de leur parcours. Siday a pris pour solution approchée celle qui consiste à ne considérer que les deux points extrêmes de la trajectoire, c'est-à-dire qu'il a utilisé la probabilité qu'on aurait si les électrons se propageaient en ligne droite. Or il nous semble que cette façon d'opérer introduit une erreur considérable car il est bien certain qu'il ne suffit pas que les points extrêmes soient situés dans la zone éclairée pour que la trajectoire entière y soit.

Une seconde cause d'erreur réside dans la façon dont a été effectuée la correction due à la présence de ^{82}Br (34 heures) toujours mêlé aux deux isomères de ^{80}Br . En effet Siday a fait appel aux résultats d'un autre auteur donnant le rapport entre le nombre des β de ^{82}Br et de ^{80}Br . Or un tel résultat n'est valable que pour des conditions d'irradiation bien définies. En particulier la façon dont les neutrons sont ralentis peut amener des différences considérables dans la proportion du rayonnement des deux périodes. Il est indispensable que la proportion des rayons β de 34 heures soit déterminée sur la source même qui sert à la détermination du coefficient de conversion. Enfin, comme nous le verrons plus tard, ^{82}Br présente aussi des raies de conversion qui dans les mesures de Siday devaient se superposer aux raies de ^{80}Br . Il n'en a pas été tenu compte.

En conclusion la valeur donnée du coefficient de conversion du quantum de 49 kev est pour la couche K égale à 0,43 et pour la couche L environ un dixième de la valeur précédente. Mais il nous semble pour les raisons que nous avons indiquées que la précision de ces valeurs doit être assez faible. Nous verrons d'ailleurs ultérieurement que nos résultats sont en désaccord avec ceux de Siday.

CHAPITRE IV

Principe de la mesure des coefficients de conversion.

1. **Objet du présent travail.** — L'examen auquel nous venons de nous livrer montre que les résultats expérimentaux cités ne permettent pas de savoir :

1° Quel est des deux schémas de transition examinés au paragraphe 4, celui qui correspond à la réalité ;

2° Quels sont pour chacun des deux quanta émis les coefficients de conversion.

En effet si nous résumons les valeurs données nous obtenons :

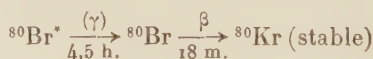
	49 kev	37 kev	
De Vault et Libby . . .	?	63 o/o	{ (85 o/o de transitions converties).
Grinberg et Roussinow . .	1	50 o/o	
Siday.	{ 43 o/o (K)	?	
	{ 4 o/o (L)		

On constate que si les ordres de grandeur sont les mêmes pour le quantum de 37 kev, il n'en est pas de même pour celui de 49 kev.

Les expériences dont nous allons maintenant donner la description ont été entreprises dans le but d'éclaircir ces différents points, et comme on le verra par la suite elles y ont réussi. Nous avons pu donner les valeurs des coefficients de conversion K et L de chacun des deux quanta, montrer que ceux-ci étaient émis en cascade et que les instants d'émission étaient séparés par moins de $2,3 \cdot 10^{-6}$ seconde.

Avant de passer à l'examen de la méthode que nous avons élaborée nous signalerons qu'elle peut être appliquée dans tous les cas où l'état fondamental du noyau présentant l'isométrie est radioactif β . La réussite de son application au brome permet de prévoir qu'il en sera de même dans les autres cas. En effet nous avons rencontré dans le cas particulier étudié deux circonstances qui compliquent les mesures et qui ne se trouveront généralement pas réunies dans les autres cas : l'émission de deux quanta au cours de la transition et la faiblesse de l'énergie des raies de conversion.

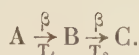
2. Rappel du problème radioactif de deux corps. — La transition isomérique du brome suivie de la désintégration β du noyau dans l'état fondamental :



réalise le processus connu dans les traités classiques de radioactivité sous le nom de problème de deux corps (51). Nous nous bornerons à rappeler les résultats de celui-ci en nous limitant d'ailleurs aux seuls points dont nous aurons à faire usage.

Soit un noyau A qui se transforme avec une période T_1 (constante radioactive λ_1) en un noyau B qui se transforme lui-même à son tour avec la période T_2 (constante radioactive λ_2) en un noyau stable C.

Supposons pour un moment que ces deux transformations soient des désintégrations β :



et que la période T_2 soit plus petite que la période T_1 ($\lambda_2 > \lambda_1$).

Supposons qu'à un certain instant nous soyons en présence d'un mélange de N_1 noyaux A et N_2 noyaux B. Pendant un temps dt , il se détruira $\lambda_1 N_1 dt$ noyaux A et il se formera la même quantité de noyaux B, cependant que $\lambda_2 N_2 dt$ de ces derniers se détruiront. On aura donc :

$$\begin{aligned} dN_1 &= -\lambda_1 N_1 dt \\ dN_2 &= (\lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2) dt. \end{aligned}$$

S'il se trouve que :

$$\frac{dN_1}{dN_2} = \frac{N_1}{N_2}$$

il en résultera que le rapport $\frac{N_1}{N_2}$ ne variera pas au cours du temps bien que N_1 et N_2 diminuent séparément. C'est ce que l'on appelle *l'équilibre de régime*. Cette condition est obtenue lorsque :

$$N_2 = N_1 \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1}. \quad (1)$$

Comme N_1 décroît avec la période T_1 , il en sera de même de N_2 du fait de la compensation qui se produit entre la destruction et la formation des noyaux B. A partir d'un moment où la condition (1) est remplie et où le nombre des noyaux A est N_{10} , on a :

$$N_1 = N_{10} e^{-\lambda_1 t} \quad N_2 = N_{10} \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} e^{-\lambda_1 t}. \quad (2)$$

Si à l'instant initial la condition (1) n'est pas remplie, on peut avoir soit un excès, soit un défaut de noyaux B par rapport à (1) :

$$N_{20} = N_{10} \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} \pm N'_{20} \quad (3)$$

le calcul donne alors :

$$N_2 = N_{10} \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} e^{-\lambda_1 t} \pm N'_{20} e^{-\lambda_2 t}. \quad (4)$$

L'exponentielle $e^{-\lambda_2 t}$ décroissant plus vite que $e^{-\lambda_1 t}$, on voit que de toute façon on tend vers l'équilibre de régime, lequel est pratiquement atteint lorsque le second terme est devenu négligeable vis-à-vis du premier.

Considérons maintenant le nombre de rayons émis par le produit à l'équilibre de régime. Désignons par β_1 les rayons de A et par β_2 ceux de B. D'après (2) nous aurons pendant le temps dt à l'instant t :

$$\lambda_1 N_{10} e^{-\lambda_1 t} dt \text{ rayons } \beta_1 \quad \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{10} e^{-\lambda_1 t} dt \text{ rayons } \beta_2, \quad (5)$$

ce qui montre que pendant une durée quelconque le rapport du nombre des rayons β_2 au nombre des rayons β_1 est égal à :

$$\frac{N_{\beta_2}}{N_{\beta_1}} = \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1}.$$

S'il y a excès ou défaut de noyaux B dans le mélange par rapport à l'équilibre de régime, il y a naturellement aussi excès ou défaut de rayons β_2 relativement à la proportion ci-dessus, la différence s'atténuant avec la période T_2 .

La figure 10 représente en fonction du temps le nombre des rayons β émis par unité de temps. L'échelle des ordonnées est logarithmique. Les valeurs de λ choisies sont :

$$\lambda_1 = 2,57 \cdot 10^{-3} \text{ min}^{-1}$$

$$\lambda_2 = 3,85 \cdot 10^{-2} \text{ min}^{-1}$$

correspondant aux deux périodes du brome :

$$T_1 = 4,5 \text{ heures}$$

$$T_2 = 18 \text{ minutes.}$$

La courbe I représente le nombre de rayons β_1 émis par unité de temps en supposant une activité initiale de 100. Les courbes II, III, IV représentent le nombre de rayons β_2 en supposant que l'intensité initiale est respectivement égale à :

II : l'intensité correspondant à l'équilibre de régime (107),

III : zéro,

IV : 1 000.

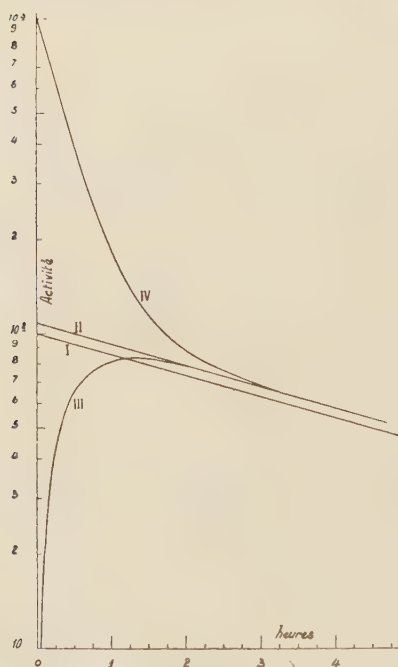
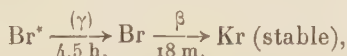


Fig. 10.

3. Application aux transitions isomériques. — Supposons maintenant que A soit l'état excité d'un noyau dont B est l'état fondamental que nous supposerons radioactif β . Puisque l'application que nous allons faire vise le cas du brome, nous remplacerons tout de suite A par Br^* et B par Br et nous écrirons à nouveau :



mais la différence avec le cas précédent est qu'une fraction seulement des transitions isomériques est accompagnée de l'émission d'un rayon corpusculaire (électron de conversion).

Nous supposerons que nous utilisons des appareils détecteurs qui ne sont sensibles qu'au rayonnement corpusculaire et dont le rendement est égal à l'unité.

Si nous nous intéressons aux électrons d'une raie de conversion déterminée et si α représente le nombre de ceux-ci émis par transition isomérique nous devons remplacer les expressions (5) du paragraphe précédent par :

$\alpha \lambda_1 N_{10} e^{-\lambda_1 t} dt$ rayons de conversion dans la raie considérée,

$\frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{10} e^{-\lambda_1 t} dt$ rayons β ,

d'où le rapport :

$$\frac{N\beta}{Ne} = \frac{\lambda_2}{\alpha(\lambda_2 - \lambda_1)},$$

étant entendu que nous opérons toujours sur le produit à l'équilibre de régime (ce qui se vérifie par le fait que le rayonnement β décroît avec la période 4,5 heures).

La mesure du rapport $\frac{N\beta}{Ne}$ et la connaissance des constantes radioactives permet de calculer α :

$$\alpha = \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \frac{Ne}{N\beta}$$

soit dans le cas qui nous intéresse :

$$\alpha = 1,07 \frac{Ne}{N\beta}. \quad (6)$$

Or α n'est autre chose que le coefficient de conversion relatif à la raie électronique considérée. La mesure de celui-ci est donc ramenée à la mesure de $\frac{Ne}{N\beta}$ pour le rayonnement du produit en équilibre de régime.

Nous avons utilisé pour la numération des électrons de conversion et des rayons β un dispositif de compteurs de Geiger-Müller. Nous avons, à l'aide de ces compteurs, déterminé la courbe d'absorption

du rayonnement émis par le produit à l'équilibre de régime ce qui nous a permis d'en faire l'analyse et d'y retrouver, outre le rayonnement β , les différentes raies de conversion et d'en déterminer l'intensité rapportée à l'intensité des rayons β . La formule (6) nous permet ensuite de calculer les coefficients de conversion.

4. Causes d'erreurs et précautions à prendre. Expériences complémentaires. — Une telle mesure, très simple dans son principe, ne va pas sans rencontrer de sérieuses difficultés dans sa mise en œuvre. Nous pouvons, dès maintenant, en dresser la liste, ainsi que celle des causes d'erreurs dont nous aurons à tenir compte, et indiquer de quelle manière on pourra les éliminer.

1° Erreurs de numération.

a) Nous avons dit plus haut que nous ne devons enregistrer que les rayonnements corpusculaires, à l'exclusion de tout photon. Nous obtiendrons ce résultat en utilisant des compteurs montés en coïncidence.

b) Ce même dispositif a l'avantage de réduire notablement le mouvement propre qui se trouve toujours négligeable.

c) Grâce au pouvoir séparateur élevé de l'appareil utilisé, les coïncidences fortuites sont demeurées négligeables, sauf dans un cas (chapitre IX) où il en a été tenu compte.

d) L'appareil mécanique enregistrant le nombre des coïncidences ne doit présenter aucune perte appréciable. Nous avons été amené à construire un numérateur à faible inertie permettant un comptage rapide.

e) Les formules utilisées supposent égal à 1 le rendement des compteurs. Il est bien connu que ceci n'est pas rigoureusement exact. Mais ceci n'aurait pas d'importance si le rendement était le même pour les rayons β et les électrons de conversion. Il n'en est certainement pas ainsi et il faut en tenir compte. De là résulte la nécessité de mesurer le rendement des compteurs utilisés pour les deux sortes de rayonnement.

2° Difficultés dues à la faible énergie des électrons de conversion.

a) Les électrons de conversion étant très mous, l'influence du support de source devra être examinée. Il faudra se méfier d'une diffusion vers l'avant. On la réduira par l'emploi de supports de source très minces (feuilles d'aluminium battu de 0,10 mg./cm²). De plus les expériences sont conduites de manière à apprécier, s'il y a lieu, l'importance de cet effet.

b) L'absorption par la substance de la source est rendue négligeable en utilisant des sources dépourvues de matière inactive obtenues par le procédé Szilard-Chalmers.

c) Pour éviter toute absorption par une fenêtre d'entrée la source est introduite à l'intérieur même du compteur.

d) Les électrons qui déclenchent les coïncidences doivent traverser un premier compteur avant de pénétrer dans le second. Il faut que l'absorption et la diffusion au cours de cette traversée soient aussi faibles que possible. La masse superficielle correspondante est $0,20 \text{ mg./cm}^2$ et la vapeur utilisée ne comporte pas d'atomes lourds. De plus il faudra vérifier dans quelle mesure il n'y a pas entraînement réciproque des compteurs lorsque l'écran qui les sépare devient très mince.

3° Absorption des rayons β de ^{80}Br .

Pour pouvoir retrancher de la courbe d'absorption du produit en équilibre de régime la part revenant aux rayons β de ^{80}Br , il faudra faire la courbe d'absorption de ce dernier séparé de son isomère.

4° Existence d'une période parasite.

Lors de l'irradiation par neutrons lents, on obtient toujours en plus de ^{80}Br et ^{80}Br , la formation de ^{82}Br , émetteur β de période 34 heures et d'énergie maximum de l'ordre de 450 kev. L'existence de ces rayons β dont la proportion va en grandissant au cours du temps entraîne une certaine complication dans les mesures. Elle oblige à suivre assez longuement l'activité du produit.

Lorsque nous aurons donné la description détaillée de l'appareillage utilisé pour la mise en œuvre de la méthode que nous venons d'indiquer, nous reviendrons avec tous les détails utiles sur le mode opératoire et la façon d'éliminer les difficultés qui viennent d'être indiquées.

CHAPITRE V

Description de l'appareillage utilisé.

1. Le bloc à cinq compteurs. — L'appareil que nous avons construit pour l'étude du rayonnement de conversion de ^{80}Br est représenté par la figure 11. Il comporte cinq ⁽¹⁾ compteurs taillés dans le même bloc de laiton (fig. 12) avec leurs axes parallèles et distants de 22 mm. Ces compteurs communiquent entre eux par des fenêtres latérales $\alpha\beta$, ..., $\delta\epsilon$ qui peuvent être fermées par des règles porte-écrans coulisant dans des ouvertures ménagées dans l'épaisseur de paroi qui sépare les compteurs.

Ce bloc métallique est lui-même placé dans une boîte en laiton MNPQ, dont l'étanchéité est assurée par un joint de picéine. Les

(¹) En fait dans les expériences dont il est question ici, quatre de ces compteurs seulement se sont trouvés utilisés.

règles porte-écrans peuvent être déplacées entre les compteurs depuis l'extérieur par l'intermédiaire de rodages graissés.

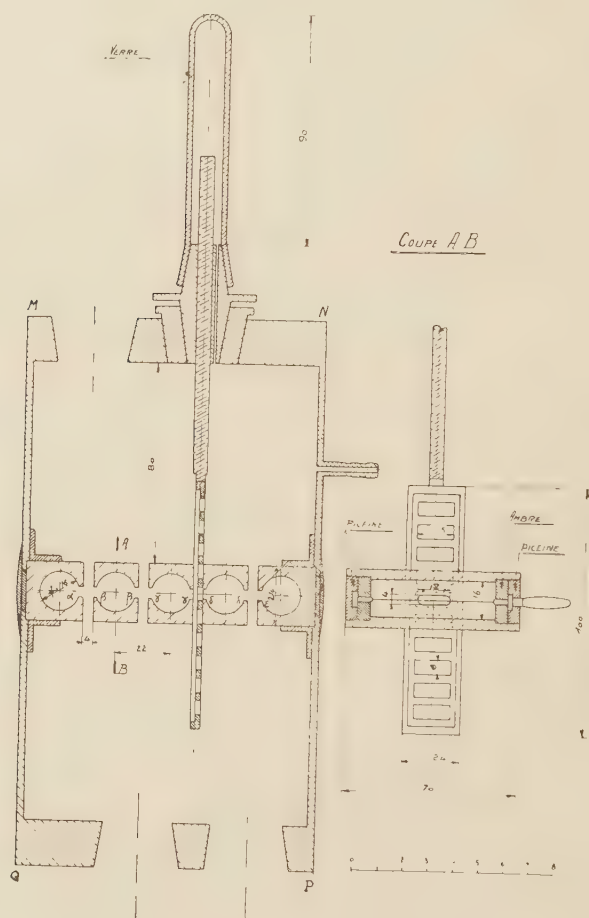


Fig. 11.

2. Les supports de source et d'écrans. — La figure 13 représente les supports utilisés pour fixer les feuilles d'aluminium utilisées comme écrans absorbants ou comme supports de source. Ces pièces en laiton sont ensuite fixées sur les règles porte-écrans qui peuvent en porter 10. C'est donc 10 épaisseurs d'écrans différentes que l'on peut au maximum interposer entre les compteurs. En pratique nous

n'avons d'ailleurs jamais fait usage de cette possibilité maximum.

Quant aux sources radioactives elles se trouvent ainsi introduites à l'intérieur même des compteurs et le rayonnement n'a aucune paroi à traverser avant de pénétrer dans la région efficace.

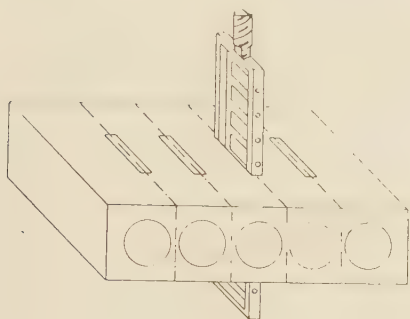


Fig. 12.

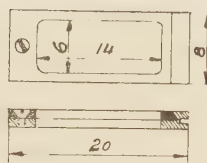


Fig. 13.

3. Les amplificateurs à coïncidences. — Nous avons fait usage de deux amplificateurs à coïncidences montés selon le même schéma (fig. 14). Les compteurs utilisés étaient du type à vapeur organique et par conséquent à autoextinction travaillant sur une résistance rela-

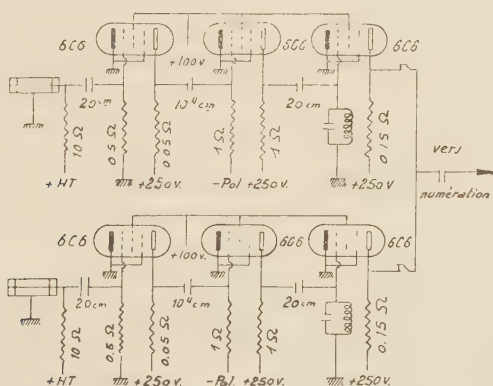


Fig. 14.

tivement faible de 10 MΩ. L'impulsion négative produite aux bornes de cette résistance par le passage d'une particule dans le compteur est amplifiée par une première lampe comportant une résistance de plaque de 50 000 ohms. L'emploi d'une résistance plus élevée per-

mettrait d'augmenter l'amplification mais entraînerait un adoucissement du front de l'impulsion au moment de la fermeture de la lampe, ce qui nuirait à la possibilité d'obtenir un bon pouvoir séparateur en coïncidences. L'impulsion positive ainsi obtenue est suffisante pour saturer une seconde amplificatrice montée, elle, avec $1\text{ M}\Omega$ dans son circuit-plaque. On obtient en sortie de ce second étage une impulsion négative très brutale ayant une amplitude égale à la totalité de la tension-plaque, et qui convient pour exciter par choc un circuit oscillant à courte période, placé dans le circuit-grille d'une troisième amplificatrice. Comme il a été indiqué par Maze (56) lorsque cette grille à une polarisation nulle l'oscillation ainsi provoquée se réduit à sa première demi-période, qui est négative. Par un choix convenable du circuit oscillant, celle-ci peut être assez courte pour représenter une diminution sensible de durée par rapport à l'impulsion initiale du compteur.

Chacun des deux compteurs dont on recherche les coïncidences est relié à un étage amplificateur du type qui vient d'être décrit. La détection des coïncidences se fait suivant le montage classique de Rossi en réunissant les circuits-plaques des troisièmes lampes de ces deux étages. Comme il est bien connu, c'est seulement lorsque les deux étages sont attaqués simultanément par une impulsion que l'on obtient dans le circuit-plaque commun aux troisièmes lampes une impulsion d'amplitude notable.

Le temps de résolution de l'amplificateur à coïncidences a été déterminé par la mesure du nombre des coïncidences fortuites enregistrées lorsque les deux étages sont attaqués par des compteurs soumis au rayonnement de sources distinctes. Ce nombre est donné par la formule bien connue :

$$N = 2n_1n_2\tau$$

où n_1 et n_2 représentent le nombre d'impulsions dans chaque compteur. Pour les appareils utilisés nous avons trouvé :

$$\tau = 2,3 \cdot 10^{-6} \text{ sec.}$$

Les tensions nécessaires au fonctionnement des lampes sont obtenues à partir du secteur par un système redresseur classique.

4. Le système de numération. — Le problème consiste maintenant à enregistrer le nombre des impulsions qui sont fournies par l'amplificateur précédent. Nous parlerons d'abord de l'organe mécanique de ces enregistrements : le numérateur.

Les numérateurs qu'il était possible de se procurer dans le commerce étaient tous de grande inertie et leur emploi pour les expériences envisagées aurait amené à introduire des corrections très élevées

cateur décrit au paragraphe 3. La plaque de cette lampe est par ailleurs reliée à la cathode par une capacité C qui augmente artificiellement la capacité interne de la lampe. Elle a pour effet de ralentir le retour de la plaque à son potentiel normal en fin d'impulsion. Celui-ci se fait avec la constante de temps CR (R résistance du circuit-plaque) si bien que l'on dispose ainsi d'un moyen pour augmenter la durée de l'impulsion très brève qui agit sur la grille de la lampe. Une seconde

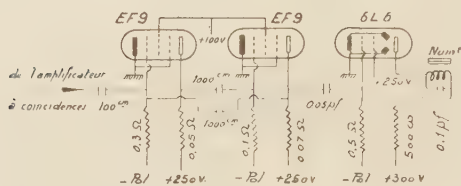


Fig. 17.

lampe amplifie cette impulsion négative et la rend plus rectangulaire, puis finalement elle est transmise à la grille de la lampe de puissance dans le circuit-plaque de laquelle est inséré le numérateur.

Le second montage utilise un circuit multivibrateur (fig. 17). L'usage constant que nous en avons fait nous a montré que le fonctionnement de ces deux montages était satisfaisant. Toutefois le second demande une surveillance plus attentive que le premier; en particulier le réglage des polarisations des lampes doit être fait avec soin, et fréquemment vérifié, une mauvaise polarisation pouvant entraîner une perte d'impulsions, puis une augmentation de temps mort. Aussi en définitive notre préférence va-t-elle au premier montage décrit.

Nous croyons intéressant de signaler le montage que nous avons établi pour l'emploi du numérateur à faible inertie avec un compteur unique, bien que ce dispositif n'ait pas été utilisé dans

les mesures relatives au brome. Le schéma en est donné figure 18. Le problème est toujours le même. Il s'agit à partir des impulsions fournies par le compteur d'obtenir des impulsions de durée optimum pour le fonctionnement du numérateur. Ce résultat est obtenu de la manière suivante. Une première lampe amplifie les impulsions négatives du compteur et les transforme en impulsions positives. Normalement ces impulsions devraient être transmises à la grille d'une lampe polarisée négativement. Au contraire nous fixons à zéro le potentiel de la grille de la seconde amplificatrice. Ceci a pour effet de réduire presque à

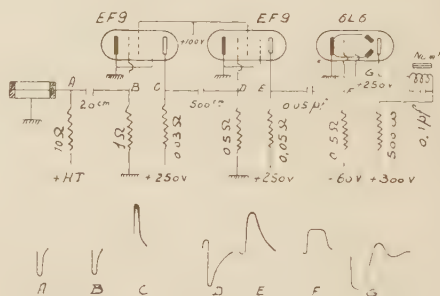


Fig. 18.

zéro la partie positive de l'impulsion transmise à la grille et de la prolonger par un choc négatif à retour exponentiel. Nous pouvons donner à ce retour la durée voulue en choisissant convenablement la résistance et la capacité de liaison. Dans la plaque de la seconde amplificatrice nous obtenons une impulsion positive allongée qui convient parfaitement à l'attaque de la lampe de puissance. Nous avons figuré en dessous du schéma la forme des impulsions aux différents points telles qu'on peut les observer à l'oscillographe cathodique.

Dans tous les schémas utilisés, il est nécessaire pour éviter les surtensions dans le bobinage du numérateur au moment des interruptions de courant de shunter celui-ci par un condensateur de $0,1 \mu f$.

5. L'amplificateur à antioïncidences. — Pour la détermination du rendement des compteurs nous avons fait usage d'un amplificateur à antioïncidences. Rappelons d'abord en quoi consistent les anti-

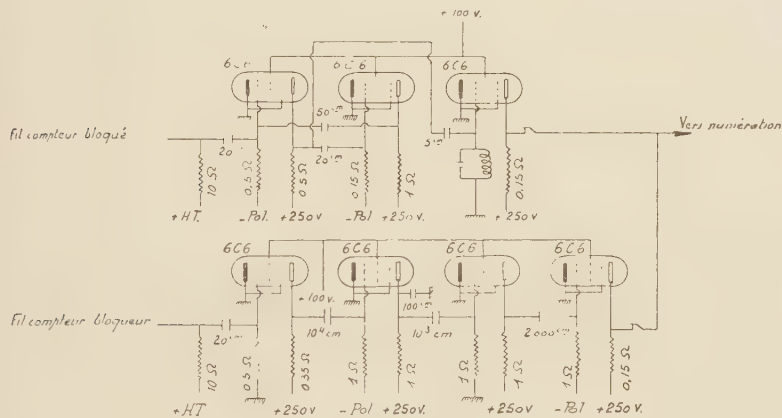


Fig. 19.

coïncidences. Soient deux compteurs A et B. On se propose d'enregistrer les impulsions du compteur A qui se produisent non simultanément avec une impulsion du compteur B. Le principe du montage consiste à utiliser chaque impulsion de B (compteur bloqueur) pour étouffer l'amplification des impulsions de A (compteur bloqué). Seules les impulsions de A qui ne se produiront pas en même temps qu'une impulsion de B seront donc amplifiées. Le montage que nous avons construit (fig. 19) ayant été prévu à l'origine pour fonctionner avec deux compteurs extrêmement dissemblables (58) nous avons dû prendre quelques précautions pour éviter des défauts de fonctionne-

ment possibles au cas où l'impulsion du compteur bloqué viendrait à se produire un peu avant celle du compteur bloqueur bien que ces deux compteurs aient été actionnés par la même particule. Le système de blocage dérive du système classique des coïncidences de Rossi (59).

Les impulsions du compteur bloqueur sont amplifiées par trois lampes à liaison capacité résistance, si bien qu'on envoie sur la grille de la quatrième lampe une impulsion négative de durée voisine de 2.10^{-4} sec.

Les impulsions du compteur bloqué excitent un multivibrateur de période 10^{-4} sec. A la plaque de la première lampe l'impulsion positive initiale est suivie dans un délai de 10^{-4} sec. par une impulsion négative d'amplitude suffisante pour exciter le circuit oscillant placé dans le circuit-grille de la troisième lampe. Ce dernier se comporte comme il a déjà été dit à propos des amplificateurs à coïncidences, et donne une impulsion négative très brève retardée de 10^{-4} sec.

La troisième lampe de l'étage bloqué et la quatrième lampe de l'étage bloqueur ont leurs plaques réunies comme dans le montage de coïncidences, mais tandis que la première est polarisée à zéro et reçoit des impulsions négatives, la seconde est polarisée négativement et reçoit des impulsions positives. Avec les temps qui ont été indiqués l'impulsion bloqueuse commence 10^{-4} sec. avant l'impulsion bloquée et se termine 10^{-4} sec. après, ce qui élimine toute perte de blocage par fluctuation des temps morts des compteurs.

6. Les écrans absorbants. — Pour faire les mesures d'absorption nous avons fait usage d'écrans d'aluminium. Chaque épaisseur d'écran est représentée en deux exemplaires. Nous verrons en effet que, faisant des mesures de part et d'autre de la source étudiée, il est nécessaire de posséder deux séries identiques d'écrans. La première série est numérotée de 1 à 23, la seconde de 51 à 73. Nous avons été amenés en cours d'expériences à ajouter quelques écrans de faible épaisseur que nous avons numérotés de 31 à 35 et de 81 à 85. Voici le tableau de ces écrans :

1-51 : 0,22 mg./cm ²	11-61 : 2,33 mg./cm ²	21-71 : 5,65 mg./cm ²
2-52 : 0,36 —	12-62 : 2,59 —	22-72 : 6,30 —
3-53 : 0,56 —	13-63 : 2,93 —	23-73 : 7,27 —
4-54 : 0,75 —	14-64 : 3,27 —	
5-55 : 0,91 —	15-65 : 3,52 —	
6-56 : 1,04 —	16-66 : 3,77 —	31-81 : 0,10 —
7-57 : 1,25 —	17-67 : 4,13 —	32-82 : 0,26 —
8-58 : 1,45 —	18-68 : 4,40 —	33-83 : 0,35 —
9-59 : 1,68 —	19-69 : 4,66 —	34-84 : 0,51 —
10-60 : 1,95 —	20-70 : 5,07 —	35-85 : 0,63 —

7. Les sources et l'influence du support. — Les sources radioactives utilisées sont toujours obtenues à partir d'eau contenant en solution

les atomes de brome radioactif à étudier. Nous préciserons ultérieurement dans chaque cas comment sont obtenues ces solutions.

Le support de source est constitué par une feuille d'aluminium battu de masse superficielle de $0,10 \text{ mg./cm}^2$, fixée dans un des supports décrits au paragraphe 2. On dépose au centre de cette feuille une goutte de la solution radioactive et on la porte à l'étuve. Dans ces conditions les atomes de brome sont fixés par l'aluminium et l'on obtient une source dépourvue de matière étrangère. On constate d'ailleurs que la tache laissée par l'évaporation de la goutte est à peu près invisible.

On s'attendrait normalement à ce que l'activité mesurée vers l'avant de la source soit supérieure à celle que l'on mesure en arrière. En effet si le facteur géométrique est le même dans les deux cas, on devrait trouver en plus vers l'avant des rayons réfléchis et en moins vers l'arrière les rayons absorbés ou réfléchis par le support de source. Cet effet devrait d'ailleurs être d'autant plus marqué que l'on considère des rayons plus mous. Or en réalité l'expérience montre que l'on n'observe aucun effet de cette nature, même pour les mesures faisant intervenir des électrons très mous comme celles dont il sera question au chapitre VIII. Nous interprétons ceci de la façon suivante. Etant données la minceur des feuilles d'aluminium utilisées comme supports de source et leur porosité, le brome radioactif ne se fixe pas seulement en surface mais dans la masse même de la feuille. Dans ces conditions il n'y a aucune raison d'observer une dissymétrie du rayonnement.

Pratiquement nous avons toujours fait les mesures de part et d'autre et nous avons ajouté les résultats. Cela présente le double avantage de doubler l'angle solide utile et d'éliminer les variations d'angle solide qui peuvent s'introduire entre deux expériences si la source ne se trouve pas placée rigoureusement au même endroit.

CHAPITRE VI

Opérations préliminaires.

1. Le palier des compteurs. — Nous avons adopté comme conditions de remplissage du bloc de compteurs 23 mm. de vapeur d'acétone. Nous avons fait usage d'une vapeur organique pour pouvoir bénéficier de l'amélioration de temps mort que procurent les faibles résistances d'utilisation de ces compteurs. Nous avons exclu l'adjonction de gaz tels que l'argon ou le néon, préconisée par certains auteurs, parce que leurs atomes relativement lourds pouvaient amener

une diffusion notable des électrons avant leur arrivée dans le second compteur qu'ils ont à actionner.

Il faut naturellement refaire le remplissage chaque fois que pour introduire une source dans l'appareil, ou pour changer les écrans absorbants, il a été nécessaire d'ouvrir l'appareil à la pression atmosphérique. Or l'expérience montre que les conditions de fonctionnement ne se retrouvent pas rigoureusement identiques d'une fois à l'autre sans doute parce que la pression ou la température de la vapeur introduite ont légèrement varié, le seuil des compteurs étant très sensible à ces variations.

Comme il n'est pas possible après chaque remplissage de procéder à une nouvelle étude du palier et que même la mesure du seuil, au sens où on l'entend habituellement, est une chose assez peu précise nous avons établi un mode empirique de détermination rapide des conditions de fonctionnement qui nous a donné toute satisfaction.

Reportons-nous au schéma de l'amplificateur donné en figure 14, et examinons à l'oscillographe cathodique les impulsions sur la grille de la seconde lampe amplificatrice. Lorsque la tension du compteur est faible on observe peu d'impulsions, celles-ci ayant des amplitudes variables. Si nous augmentons la tension du compteur le nombre et l'amplitude des impulsions augmentent et il arrive un moment où toutes les impulsions ont la même amplitude. Pour une tension voisine de 1450 volts, cette valeur se définit facilement à ± 5 volts près. Elle est d'ailleurs fonction de la polarisation de la seconde lampe de l'amplificateur, mais celle-ci a été réglée une fois pour toutes. La tension ainsi définie constitue ce que nous appelons le « seuil d'utilisation » du compteur. C'est une caractéristique bien définie et qui se détermine très facilement et très rapidement. En pratique il suffit de relier par une pince crocodile le fil de l'oscillographe à la corne de grille de la lampe en question et en moins d'une minute la détermination peut être faite avec la précision indiquée.

Si nous appelons A, B, C, D, E, les cinq compteurs du bloc en commençant par la gauche et en regardant l'appareil par la face où se font les sorties des fils, nous disposons toujours les sources entre les compteurs C et D et nous mesurons les coïncidences entre les compteurs B et C d'une part, D et E d'autre part, le compteur A restant toujours inutilisé.

Pour faire l'étude du palier des compteurs nous avons introduit dans l'appareil une source-étalon constituée par une goutte de RaD + E + F en équilibre évaporée sur mica et insérée entre deux feuilles d'aluminium suffisantes pour arrêter les β de RaD et les α de Po.

Nous commençons par fixer la tension de chaque compteur à son seuil d'utilisation et mesurons le nombre de coïncidences B, C et D, E en augmentant de 10 en 10 volts les tensions de chaque compteur à

partir de cette valeur. Dans ces conditions nous obtenons des courbes telles que celles de la figure 20. On voit que les compteurs possèdent un palier tout à fait satisfaisant. De ces courbes nous avons déduit la règle suivante pour la détermination rapide des conditions de fonctionnement des compteurs après chaque remplissage : on mesure la tension du seuil d'utilisation de chaque compteur et on se place 70 volts au-dessus. Cette façon d'opérer nous a donné toute satisfaction.

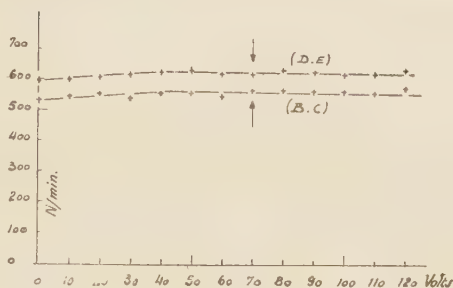


Fig. 20.

2. Examen de l'entraînement des compteurs. — On pouvait craindre que lorsque l'écran qui sépare deux compteurs en coïncidence devient trop faible les photons émis dans l'un d'eux au cours d'une décharge ne viennent créer des secondaires dans l'autre et amener de ce fait des coïncidences parasites.

Lorsque aucun écran n'est introduit entre les deux compteurs nous avons observé que cet effet est considérable, le nombre réel de coïncidences arrivant à être

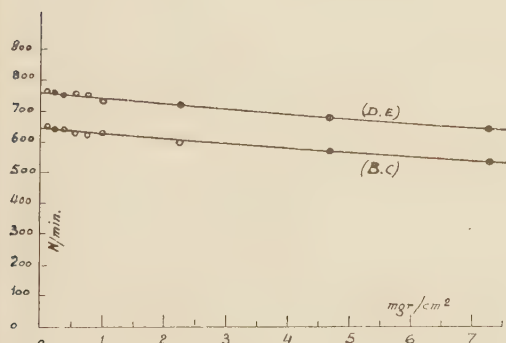


Fig. 21.

multiplié par 2 ou 3. De plus nous avons constaté que les conditions dans lesquelles se faisait cet entraînement étaient assez difficiles à préciser, le nombre de coïncidences parasites variant beaucoup d'une expérience à l'autre sans raison apparente. Nous avons donc renoncé à faire des mesures avec

écran nul, en raison de l'impossibilité d'établir une correction d'entraînement raisonnable.

Pour voir si l'entraînement subsistait lorsque les compteurs se trouvaient séparés par des écrans minces, nous avons tracé la courbe

d'absorption des rayons β de l'étalon de RaE en utilisant ces écrans minces. Le rayonnement étant déjà filtré par les feuilles d'aluminium entourant l'étalon on ne devrait observer de relèvement du nombre des coïncidences mesurées pour de faibles écrans que s'il y a entraînement des compteurs.

La figure 21 représente les courbes d'absorption obtenues de part et d'autre de la source. On constate que la courbe ne présente aucun relèvement vers l'origine et par suite que l'écran le plus mince utilisé suffit à arrêter l'entraînement. Ceci tient sans doute à ce que les photons qui produisent cet entraînement sont très mous, appartenant probablement au spectre visible, et sont arrêtés par des épaisseurs très minces d'aluminium.

3. Etalonnage du numérateur. — Il est nécessaire de savoir jusqu'à quel point on peut admettre que les numérateurs utilisés ne donnent

pas de pertes sensibles. Un moyen commode pour procéder à leur examen consiste à les utiliser pour mesurer une période de décroissance. Pour les faibles taux de comptage les pertes sont négligeables et l'on doit retrouver la décroissance exponentielle. Mais lorsque le taux de comptage est élevé il y a des pertes et celles-ci peuvent être évaluées en comparant les valeurs mesurées et les valeurs réelles obtenues par extrapolation de l'exponentielle trouvée en fin de décroissance.

Il est très commode pour faire cette détermination d'employer l'iode radioactif de période 25 minutes. En effet d'une part il est facile d'obtenir cette période à l'état pur et d'autre part sa valeur a été déterminée de façon très précise (60). Le résultat d'une telle mesure est donné par la

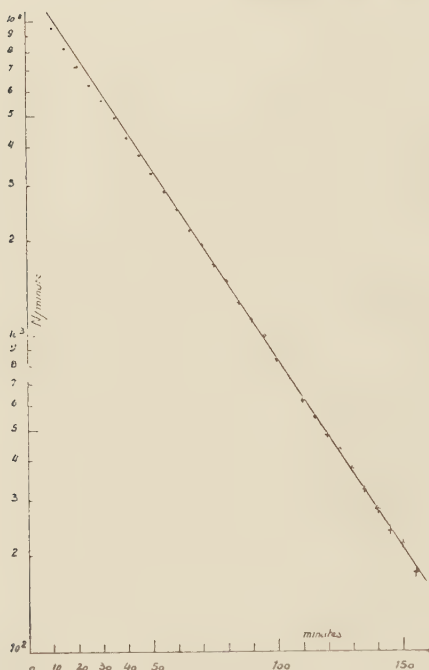


Fig. 22.

figure 22. La droite tracée représente la décroissance théorique. On constate que des divergences n'apparaissent que lorsque le taux de comptage devient supérieur à 2000 par minute. Or dans nos expé-

riences le taux de comptage n'a jamais dépassé 1000 de sorte que nous n'avons pas eu à faire de correction.

Pour pouvoir opérer des vérifications plus rapides et aussi pour aider au réglage des numérateurs avant leur mise en service nous avons construit un petit appareil qui s'est révélé très commode. Il s'agit d'un dispositif à contact tournant pouvant donner à chaque tour 50 contacts brefs et disposés suivant une loi de hasard. Le contacteur est, pour les vérifications, substitué au compteur dans le circuit d'entrée de l'amplificateur (fig. 23) et chaque établissement de contact fournit une impulsion négative qui joue le rôle d'une impulsion de compteur. Il suffit de compter le nombre de tours effectués pour connaître le nombre d'impulsions fournies à l'amplificateur et que l'on doit comparer à l'indication du numérateur. Il est possible de faire fonctionner le contacteur jusqu'à la vitesse de 2 tours en 3 secondes, correspondant à 2000 impulsions par minute, ce qui suffit pour une vérification rapide. Au delà de cette vitesse, un doute se présente relativement au bon fonctionnement des contacts mobiles.

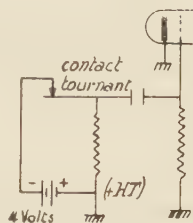


Fig. 23.

4. Mouvement propre et coïncidences fortuites. — Le mouvement propre de chaque paire de compteurs en coïncidence a été mesuré à différentes reprises. Il est égal à une impulsion par minute soit, puisque l'on ajoute les valeurs mesurées de part et d'autre : 2/min. Sauf dans le cas de la détermination de l'activité résiduelle au bout de 48 heures dont il sera question au chapitre VIII, § 2, cette valeur demeure très inférieure à 10/0 de l'activité mesurée et par suite nettement inférieure aux erreurs statistiques. Il n'y a donc pas lieu d'en tenir compte, sauf dans le cas particulier mentionné.

Il est assez difficile de connaître le nombre de coïncidences fortuites que comporte une mesure avec le dispositif utilisé. En effet ce nombre est donné par :

$$N = 2n_1n_2\tau,$$

où n_1 et n_2 représentent le nombre d'impulsions *indépendantes* dans chacun des deux compteurs en cause et τ le temps de résolution de l'amplificateur. Si nous désignons par n'_2 le nombre d'impulsions par seconde dans le compteur le plus éloigné de la source, elles ne sont pas en général indépendantes de celles du compteur le plus rapproché. En effet la plupart d'entre elles sont dues à des électrons qui ont déjà provoqué une décharge dans le premier compteur et donnent lieu à une coïncidence vraie. Ce sont seulement les impulsions du second compteur qui ne donnent pas lieu à coïncidence vraie qui doivent

entrer en ligne de compte pour le calcul des coïncidences fortuites. Désignons par α cette fraction $n_2 = \alpha n'_2$.

Le nombre d'impulsions dans le premier compteur traversé par le rayonnement ne peut pas être mesuré car il est trop élevé pour le dispositif de numération que nous utilisons. Nous pouvons l'estimer en fonction du nombre d'impulsions dans le second compteur en évaluant le rapport des angles solides sous lesquels on voit de la source les fenêtres d'entrée de ces deux compteurs. En raison de la proximité de la source et de la fenêtre d'entrée du premier compteur et des grandes dimensions relatives de celle-ci le calcul de l'angle solide correspondant ne peut être qu'approximatif. On trouve que le rapport des angles solides est de l'ordre de 40. D'où pour expression du nombre des coïncidences fortuites :

$$N = 2,40 n'_2 \alpha n_2.$$

La valeur maximum de n'_2 que nous avons fait intervenir dans nos mesures est 1 500/min., soit 25/sec., d'où compte tenu de la valeur $\tau = 2,3 \cdot 10^{-6}$ sec. :

$$N \approx 0,2 \alpha / \text{sec.}$$

Dans toutes les mesures effectuées α a toujours été inférieur à 0,1 donc on a toujours eu :

$$N < 0,02 / \text{sec.}$$

$$N < 1,2 / \text{min.}$$

cette valeur limite n'étant d'ailleurs atteinte que pour les plus fortes intensités utilisées. Il en résulte que les coïncidences fortuites sont toujours en nombre négligeable par rapport aux coïncidences vraies. Nous aurons d'ailleurs l'occasion, à propos des mesures rapportées au chapitre IX de retrouver d'une autre façon la même conclusion.

CHAPITRE VII

Mesures sur ^{80}Br fondamental et ^{82}Br .

1. Préparation des sources de ^{80}Br . — Comme nous l'avons indiqué précédemment (chap. IV, § 4-3^o) nous commencerons par étudier l'absorption des rayons β de ^{80}Br dans son état fondamental.

Il est donc nécessaire de préparer cette espèce séparée de sa variété isomérique. Pour cela nous avons fait appel au procédé Szilard-Chalmers qui, nous l'avons vu (chap. III, § 2), a déjà été utilisé par diffé-

rents auteurs dans ce but. Toutefois nous avons utilisé une méthode différente dont nous allons donner la description.

La première opération consiste en l'irradiation par les neutrons $D + Be$ du cyclotron (ralentis par la paraffine) de 1 kg. de bromure d'éthylène $C_2H_4Br_2$ pendant 1 heure. L'irradiation terminée on extrait le brome radioactif par un simple lavage à l'eau (5 cm³ agités pendant 5 minutes). On obtient ainsi une eau contenant les trois variétés de brome : 18 minutes, 4,5 heures, 34 heures. On ajoute à cette eau une solution de HBr comme entraîneur et on précipite le brome par le nitrate d'argent. On a déterminé la quantité d'entraîneur de manière à obtenir environ 100 mg. de AgBr. Le précipité, qui contient les noyaux radioactifs, est filtré et séché. Il va maintenant être utilisé pour faire la synthèse de bromure d'éthyle C_2H_5Br , suivant une méthode qui a été élaborée sur notre demande par M. Süe au Collège de France. Elle consiste à effectuer la réaction de double décomposition :



Pour cela le précipité de AgBr est introduit avec 3 cm³ de C_2H_5I , 5 cm³ d'alcool absolu et une ou deux gouttes d'eau en tube scellé. Le tube est chauffé au bain-marie à 100°. La réaction est rapide : on voit le précipité prendre très vite une belle couleur jaune. Par précaution on la laisse se poursuivre 15 minutes après lesquelles on sépare par distillation le bromure d'éthyle formé préalablement additionné de 3 cm³ de bromure d'éthyle inactif comme entraîneur. On en recueille ainsi 1 ou 2 cm³, le rendement de la distillation sur d'aussi petites quantités n'étant pas très bon.

Le brome radioactif est ainsi complètement fixé dans les molécules C_2H_5Br quelle que soit son espèce. Cependant la séparation du ^{80}Br dans son état fondamental se fait progressivement par effet Szilard-Chalmers et si nous effectuons un lavage à l'eau (0,5 cm³, 5 min.) du produit au bout de 1,5 heure par exemple nous constatons que la radioactivité entraînée par l'eau décroît avec la période pure de 18 minutes. Nous avons donc bien réussi à séparer des 'deux' autres la variété ^{80}Br dans l'état fondamental.

L'intervalle de 1,5 heure, égal à cinq fois la période 18 minutes, suffit pratiquement pour obtenir l'équilibre de régime entre les deux produits $^{80}Br^*$ et ^{80}Br . On peut donc répéter les extractions à cet intervalle et retirer le ^{80}Br avec une intensité initiale qui décroîtra d'ailleurs avec la période 4,5 heures.

L'eau bromée ainsi préparée est utilisée pour préparer les sources comme il a déjà été indiqué.

2. Exécution des mesures. — La mesure d'absorption est rendue difficile par la rapidité de la décroissance de l'activité. Un mode opé-

ratoire particulier est en conséquence nécessaire. Une source donnée ne sera utilisée que pour déterminer le rapport des intensités mesurées avec deux écrans. L'un de ces deux écrans servira d'écran de

référence et sera utilisé dans toutes les mesures, l'autre variera d'une mesure à l'autre.

Comme écran de référence nous avons adopté l'écran le plus épais que nous ayons employé, à savoir l'écran 23/73 d'épaisseur $7,27 \text{ mg./cm}^2$.

Supposons donc que nous voulions comparer l'intensité transmise par un écran E à l'intensité transmise par l'écran de référence R. Pour cela nous déterminons la courbe de décroissance de ces deux intensités. Ceci se fait en alternant entre les compteurs B et C d'une part, C et D d'autre part, les écrans E et R. Chaque écran est laissé en place 5 minutes puis est remplacé par l'autre. Un intervalle de 1 minute étant ménagé

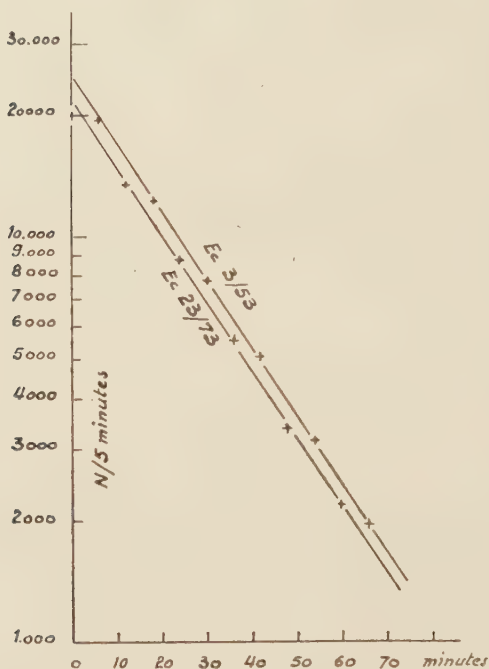


Fig. 24.

pour l'échange des écrans, c'est donc par des mesures de 5 minutes effectuées toutes les 12 minutes que chaque courbe est définie. La figure 24 donne par exemple les courbes de décroissance obtenues en comparant l'écran de référence à l'écran 3/53 de $0,55 \text{ mg./cm}^2$. Le rapport cherché est donné par le décalage des deux droites ainsi déterminées. Dans le cas de la figure il est égal à 1,125.

On remarquera qu'une conclusion intéressante peut être tirée de la figure 24. En effet on observe une déviation des points expérimentaux par rapport à la droite théorique pour une intensité mesurée de 20 000 coïncidences en 5 minutes soit pour chacun des deux numérateurs environ 2 000 par minute. Les pertes paraissent donc légère-



Fig. 25.

ment supérieures à celles qu'indiquait l'étalonnage du numérateur. La raison en est que lorsque nous avons 2 000 coïncidences par minute la densité d'impulsions dans les compteurs C et D situés près de la source (fig. 25) est très élevée et il y a certainement des pertes dans ces compteurs. Il nous est difficile de les évaluer mais les courbes de décroissance précédentes nous montrent qu'elles sont négligeables au-dessous de 1 500 coïncidences par minute. Comme nous nous sommes toujours placés dans ces conditions nous n'aurons donc pas de correction à envisager.

3. Résultats des mesures. — Les mesures ainsi conduites ont fourni les résultats suivants :

Ecran :	31/81	1/51	2/52	3/53	9/59	14/64	19/69	23/73
I_E/I_R :	1,15	1,13	1,125	1,125	1,10	1,07	1,05	1

la précision sur chacun de ces rapports étant de l'ordre de 2 o/o.

La figure 26 reproduit la courbe d'absorption correspondant à ces valeurs numériques. Elle montre de façon claire l'absence de toute discontinuité dans la région étudiée, ce que nous traduisons par l'absence de raies de conversion de faible énergie ($< 60\,000$ ev) associées à l'émission β de ^{80}Br .

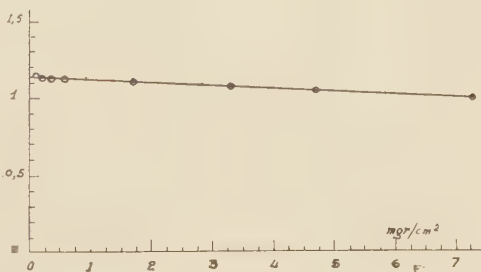


Fig. 26.

4. Mode opératoire avec

^{82}Br . — On prépare les sources en irradiant pendant 1 heure par les neutrons du cyclotron ralentis 1 kg. de bromure d'éthylène. Le brome radioactif est extrait en fin d'irradiation par lavage avec 2 cm^3 d'eau et l'on attend 48 heures au bout desquelles l'activité de ^{82}Br de période 34 heures subsiste seule. C'est alors qu'on fait la mesure.

La période de décroissance est assez longue pour que les mesures puissent se faire commodément. On opère toujours en rapportant le nombre de coïncidences mesurées à celui qui est obtenu avec l'écran de référence.

Pour chaque écran on fait deux mesures de 5 000 impulsions (erreur statistique 2 o/o) à deux instants différents, tandis que la décroissance avec l'écran de référence est suivie avec soin de manière à ce que l'activité en soit très bien connue. On peut alors estimer que le rapport des activités est déterminé à 3 o/o.

5. Résultats des mesures. — Les résultats obtenus sont rassemblés dans le tableau suivant :

Ecran	I_E/I_R	Ecran	I_E/I_R	Ecran	I_E/I_R
31/81 . .	2,17	6/56 . .	1,74	16/66 . .	1,32
1/51 . .	2,10	7/57 . .	1,67	17/67 . .	1,26
32/82 . .	2,03	8/58 . .	1,63	18/68 . .	1,20
33/83 . .	1,97	9/59 . .	1,61	19/69 . .	1,17
2/52 . .	1,92	10/60 . .	1,54	20/70 . .	1,16
34/84 . .	1,90	11/61 . .	1,50	21/71 . .	1,11
3/53 . .	1,86	12/62 . .	1,44	22/72 . .	1,06
35/85 . .	1,81	13/63 . .	1,41	23/73 . .	1
4/54 . .	1,80	14/64 . .	1,38		
5/55 . .	1,76	15/65 . .	1,32		

La courbe d'absorption correspondante est représentée figure 27. La présence sur cette courbe de points anguleux indique l'existence

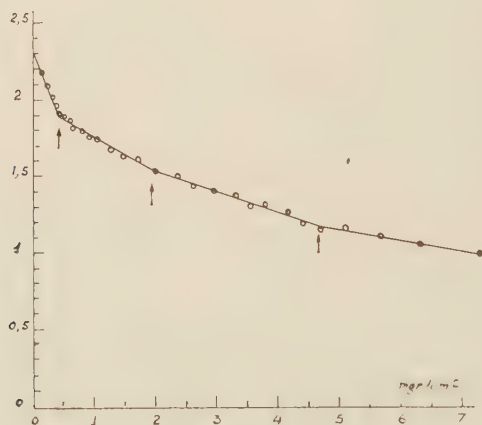


Fig. 27.

de raies de conversion. Nous réservons la discussion des caractéristiques de ces raies pour plus tard, lorsque nous aurons fait l'étude de celles de $^{80}\text{Br}'$.

CHAPITRE VIII

Etude de la transition isomérique.



1. Préparation des sources. — Nous nous proposons de faire la courbe d'absorption du rayonnement du produit en équilibre de régime :



Nous préparons les sources nécessaires en irradiant par les neutrons du cyclotron ralentis par la paraffine 75 g. de bromure d'éthylène pendant 1 heure. A la fin de l'irradiation, l'activité est extraite par un lavage de 5 minutes avec 2 cm³ d'eau. Cette eau est elle-même à son tour lavée à l'éther pour éliminer les gouttelettes de bromure d'éthylène qu'elle a pu entraîner (¹). C'est elle qui sert à préparer les sources suivant la technique déjà indiquée.

Le bromure d'éthylène irradié est toujours un produit assez récemment distillé. De plus juste avant l'irradiation il est abondamment lavé à l'eau pour éliminer le brome qui a pu être libéré spontanément (¹). Faute d'avoir pris cette précaution l'eau de lavage obtenue en fin d'irradiation est riche en brome inactif ce qui amène au moment de la préparation des sources la perforation des feuilles très minces d'aluminium qu'on désire activer.

L'étude de l'évolution du rayonnement montre que l'activité de période 18 minutes initialement présente à la fin de l'irradiation a disparu au bout de 3 heures. L'équilibre de régime est alors établi et le rayonnement décroît avec la période 4,5 heures s'il ne s'y superposait le rayonnement de période 34 heures dû à l'inévitable présence de ⁸²Br.

En pratique nous avons commencé les mesures 3 à 4 heures après la fin d'irradiation.

2. Méthode de mesure. — La principale difficulté de la mesure consiste à éliminer le rayonnement dû au ⁸²Br. Pour y parvenir nous devons suivre l'évolution de l'activité assez longtemps. Voici comment nous avons opéré.

Nous utilisons toujours l'écran 23/73 de 7,27 mg./cm² comme écran de référence. Avec une source donnée nous suivons l'évolution de

(¹) La même précaution est à prendre dans la préparation des sources de ⁸²Br.

l'activité mesurée au cours du temps pendant les 8 heures qui sui-

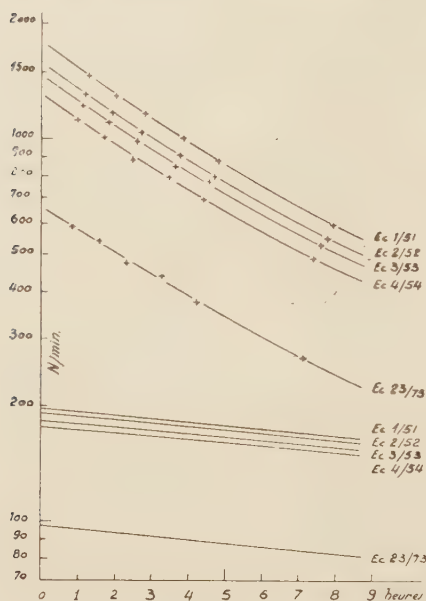


Fig. 28.

d'absorption pour l'écran de référence. La courbe d'absorption de ^{82}Br que nous avons précédemment déterminée nous permet de connaître à la même époque l'activité en période 34 heures pour les autres écrans utilisés. Par différence avec les valeurs mesurées nous obtenons les activités correspondant à la décroissance de $^{80}\text{Br}^*$ pur. Une vérification de la bonne marche des opérations consiste à constater que la décroissance de l'activité obtenue par différences s'effectue bien avec la période 4,5 heures.

vent le début des mesures et cela, avec un petit nombre d'écrans (quatre en général) en plus de l'écran de référence. Nous obtenons de la sorte pour la source considérée des courbes de décroissance qui sont la superposition d'exponentielles de périodes 4,5 heures et 34 heures. Il faut à partir de là remonter à l'exponentielle de 4,5 heures pure. Pour cela on fait une nouvelle mesure de l'activité avec l'écran de référence 48 heures après l'irradiation. On a vérifié que dans ces conditions il n'existe plus dans le rayonnement que la période 34 heures. Le résultat de la mesure nous permet de connaître l'activité en période 34 heures au moment de la mesure

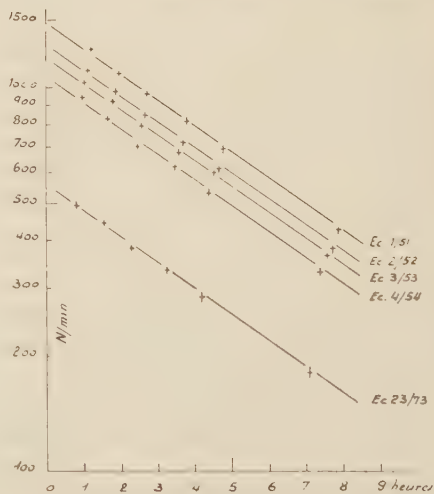


Fig. 29.

La figure 28 représente à titre d'exemple les décroissances obtenues avec les écrans 1/51, 2/52, 3/53, 4/54 et 23/73 ainsi que les activités correspondantes en période 34 heures déterminées comme il a été indiqué. La figure 29 représente l'activité obtenue par différence. Les droites tracées correspondent à la période 4,5 heures.

3. Résultats des mesures et courbe d'absorption. — Les résultats, moyennes de deux séries de mesures, sont donnés dans le tableau suivant, les intensités mesurées étant toujours rapportées à celle de l'écran de référence.

Ecran	I_E/I_R	Ecran	I_E/I_R	Ecran	I_E/I_R
31/81 . .	2,86	6/56 . .	1,71	16/66 . .	1,065
1/51 . .	2,65	7/57 . .	1,55	17/67 . .	1,063
32/82 . .	2,49	8/58 . .	1,45	18/68 . .	1,042
33/83 . .	2,34	9/59 . .	1,35	19/69 . .	1,040
2/52 . .	2,31	10/60 . .	1,25	20/70 . .	1,025
34/84 . .	2,13	11/61 . .	1,17	21/71 . .	1,050
3/53 . .	2,07	12/62 . .	1,13	22/72 . .	1,015
35/85 . .	2,03	13/63 . .	1,11	23/73 . .	1
4/54 . .	1,92	14/64 . .	1,08		
5/55 . .	1,76	15/65 . .	1,07		

La précision sur ces rapports est de l'ordre de ± 4 o/o.

La courbe d'absorption correspondante est représentée par la figure 30.

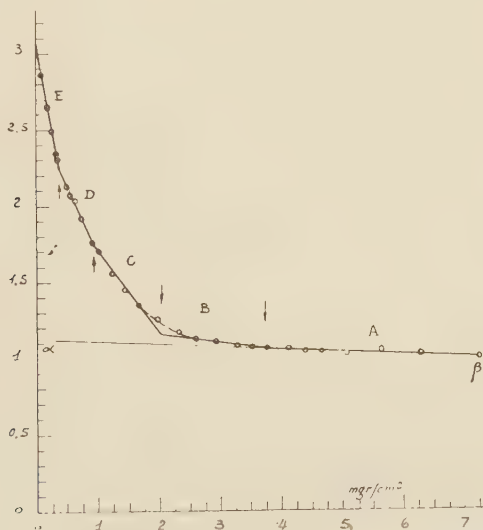


Fig. 30.

4. L'absorption d'une raie monocinétique d'électrons. — Avant d'entreprendre la discussion de la courbe précédente nous commencerons par rappeler un certain nombre de résultats relatifs à la forme de la courbe d'absorption obtenue avec une raie monocinétique d'électrons.

Il aurait été intéressant que semblable étude ait été faite en utilisant un dispositif de compteurs en coïncidences analogue à celui que nous avons utilisé. A notre connaissance ceci n'a pas été fait.

Les premières mesures dont nous ferons état sont celles de Schonland (61) (62) et datent d'une vingtaine d'années. Cet auteur a étudié le passage des raies cathodiques à travers des écrans métalliques. Il ne déterminait pas la fraction transmise en comptant les électrons mais en mesurant le courant qu'ils transportaient. Chaque électron transportant la même charge, ce mode de mesure ne diffère donc pas essentiellement d'une numération ce qui légitime l'utilisation de ces

résultats pour la discussion des nôtres. Ceci n'aurait pu se faire dans le cas, par exemple, de mesures à la chambre d'ionisation.

Nous ne citerons parmi les résultats de Schonland que ceux qui nous seront utiles. Ils concernent la fraction du faisceau incident transmise lorsque l'on fait varier

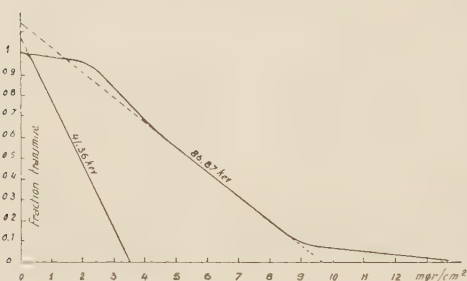


Fig. 31.

l'épaisseur des écrans absorbants. Nous reproduisons (fig. 31) les courbes d'absorption dans l'aluminium relatives à des électrons de 41,4 keV et de 86,9 keV d'après la figure 5 du second mémoire de Schonland, et nous porterons notre attention sur les points suivants :

1° Ces deux courbes comportent une partie rectiligne assez étendue que l'on peut facilement utiliser pour une extrapolation et qui permet de définir par intersection avec l'axe des abscisses le « parcours extrapolé » correspondant à chacune des énergies. C'est une quantité qui apparaît bien définie.

2° Au delà du parcours extrapolé subsiste une « queue » d'électrons pouvant traverser une épaisseur sensiblement plus élevée.

3° Du côté des faibles énergies la courbe d'absorption présente une concavité vers le bas. De là résulte que l'intensité incidente sur l'écran absorbant est plus faible que celle que l'on obtiendrait par une extrapolation rectiligne. L'erreur serait respectivement de 7,5 o/o et 14 o/o pour les deux raies considérées.

Nous considérerons maintenant des mesures plus récentes de Arnould (63) faites avec des électrons de conversion séparés au spec-

trographe magnétique. Les électrons sont enregistrés par un compteur de Geiger simple, ce qui rapproche sa façon d'opérer de la nôtre. Toutefois les écrans absorbants ne sont pas en aluminium mais en acétate de cellulose.

Notre figure 32 reproduit d'après la figure 11 du mémoire d'Arnoult les courbes d'absorption pour des raies de 24,5-36 et 60,5 kev.

Nous y retrouvons les mêmes caractères que sur les courbes de Schonland.

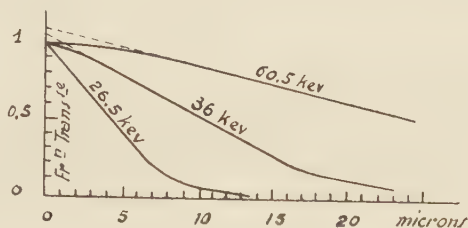


Fig. 32.

De ces deux travaux nous extrairons les résultats numériques suivants dont nous aurons à faire usage.

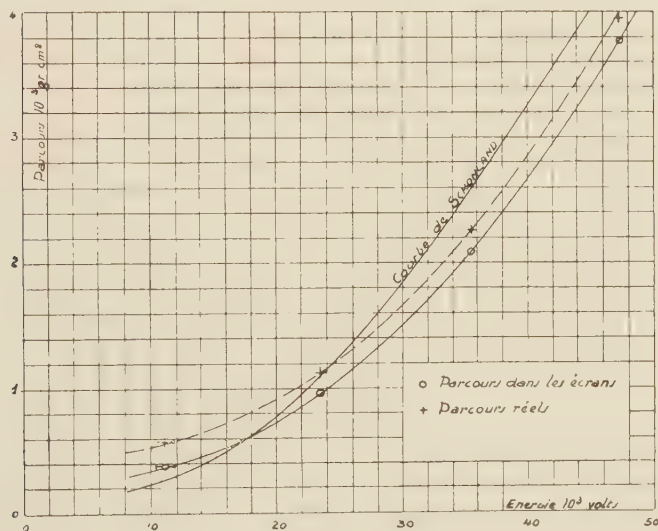


Fig. 33.

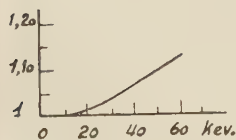


Fig. 34.

En ce qui concerne les parcours extrapolés dans l'aluminium on peut à l'aide des valeurs données par Schonland dresser la courbe énergie-parcours des électrons de faible énergie (fig. 33).

Des courbes d'Arnoult nous tirerons la valeur du rapport de l'intensité extrapolée à

l'origine à l'intensité réelle à l'origine. Pour les trois raies indiquées nous trouvons 1,02, 1,06 et 1,12. Ce rapport est une fonction de l'énergie et à l'aide de ces trois points nous pouvons tracer une courbe qui nous donnera la correction à effectuer pour des énergies différentes (fig. 34). Nous admettrons que cette correction est la même pour l'aluminium que pour l'acétate de cellulose.

5. **Les parcours des raies de conversion $^{80}\text{Br}^*$.** — Reportons-nous à la figure 28. Nous constatons que la courbe d'absorption présente un certain nombre de cassures séparant des parties rectilignes. C'est la traduction du fait connu que le rayonnement émis par $^{80}\text{Br}^*$ comporte un certain nombre de raies de conversion. Les parcours extrapolés de ces raies seront les points d'intersection des parties rectilignes de la courbe. Nous désignerons par A, B, C, D, E les cinq portions que l'on peut distinguer. Dans la portion A, il n'y a pas d'électrons de conversion. On y trouve seulement l'absorption des rayons β de ^{80}Br . En effet nous avons reporté en $\alpha\beta$ la droite de la figure 26 qui représente cette absorption rapportée à 1 pour l'écran de référence. Nous voyons que dans toute la région A les points expérimentaux se placent sur cette droite.

La région B correspond à l'apparition des électrons de la raie de 47,2 kev. Le parcours de cette raie correspond à un écran de 3,75 mg./cm².

La région C correspond à l'apparition des électrons de la raie de 35,5 kev. Il existe une queue du genre de celles que nous avons vues sur les figures 31 et 32. Le parcours extrapolé est indiqué par l'intersection des sections rectilignes B et C. Il correspond à 2,05 mg./cm².

La région D correspond à l'apparition des électrons de la raie de 23,6 kev dont le parcours est bien défini = 0,95 mg./cm² d'écrans d'aluminium.

Enfin la région E indique l'existence d'une raie dont le parcours dans les écrans d'aluminium est 0,38 mg./cm². Cette raie n'a pas été observée au spectrographe magnétique. Il est vrai que Valley et Mac Creary ont signalé que leurs plaques photographiques n'étaient pas sensibles aux faibles énergies. Nous pensons qu'il s'agit là d'une raie formée par les électrons Auger du brome. En effet lorsque la conversion dans la couche K a eu lieu le retour de l'atome à sa configuration normale se fait par chute d'un électron extérieur dans la case devenue libre et émission du quantum X correspondant. Mais ce quantum peut à son tour être converti dans le même atome en extrayant un électron L, M, N (effet photoélectrique composé ou effet Auger). La probabilité qu'à l'atome d'émettre réellement le quantum X est bien connue et est égale à 55 o/o dans le cas du brome. On doit donc, dans 45 o/o des cas de conversion dans la couche K, avoir émission subséquente d'un électron Auger. L'énergie d'un quantum X du

brome étant 11,9 kev, l'énergie de l'électron Auger variera selon la couche dont il sera extrait de 11,9 kev à 10,35 kev. La présence de ces électrons Auger avait été déjà signalée par Siday (55) dans le travail à la chambre de Wilson dont nous avons parlé.

Les parcours extrapolés réels des raies de conversion ne sont pas les valeurs des épaisseurs d'écrans que nous avons données. En effet avant d'atteindre les écrans les rayons traversent un premier compteur rempli de vapeur d'acétone sous 23 mm. de pression à la température ordinaire. Il faut en tenir compte pour évaluer le parcours. Ce parcours dans la vapeur, de longueur 25 mm., représente une masse superficielle de 0,20 mg./cm².

De plus nous savons que le brome radioactif est réparti dans la masse d'une feuille d'aluminium battu de 0,10 mg./cm² d'épaisseur. Les rayons ont donc en moyenne 0,05 mg./cm² de support à traverser.

En conclusion il faudra majorer les parcours mesurés de 0,25 mg./cm². Nous obtenons donc comme parcours :

$$\begin{array}{ll} 47,2 \text{ kev} : 3,95 \text{ mg./cm}^2 & 35,5 \text{ kev} : 2,25 \text{ mg./cm}^2 \\ 23,6 \text{ »} : 1,15 \text{ »} & 10,35 \text{ à } 11,9 \text{ kev} : 0,58 \text{ »} \end{array}$$

Sur la figure 33 nous avons reporté ces points ainsi que la courbe de Schonland et nous voyons que seul le point relatif aux électrons de 23,6 kev se place sur ladite courbe. Le point d'énergie inférieure se place au-dessus de la courbe tandis que les deux points d'énergie supérieure se placent au-dessous.

Le désaccord entre nos résultats et ceux de Schouland est donc assez important surtout en ce qui concerne la raie d'électrons Auger dont le parcours se trouve être sensiblement le double de ce que nous attendions. On pourrait supposer dans ce cas que notre attribution est erronée et que les électrons en question correspondent à une raie de conversion plus énergétique (environ 17 kev) et non signalée jusqu'ici, mais ceci nous semble peu probable. Nous pensons plutôt que la différence des résultats doit être recherchée dans la différence des dispositifs expérimentaux utilisés, sans toutefois pouvoir préciser davantage. Il nous paraît important d'obtenir l'éclaircissement de cette question et nous espérons que des expériences conçues dans ce but pourront être entreprises prochainement.

Quoi qu'il en soit les quatre points obtenus nous permettent de tracer une courbe énergie-parcours valable pour notre dispositif expérimental (fig. 33). Plus simplement même nous pouvons tracer la courbe donnant le parcours dans les écrans en faisant abstraction de la correction de 0,20 mg./cm² puisque celle-ci est toujours la même. Cette courbe nous permettra de déterminer l'énergie d'une raie lorsque nous en aurons mesuré le parcours dans les écrans d'aluminium.

6. Les intensités mesurées des raies de conversion. — Nous allons maintenant chercher à déterminer le nombre d'électrons contenus dans chacune des raies dont la courbe d'absorption indique l'existence. Pour cela il faut procéder à une extrapolation pour un parcours nul de l'intensité de chaque raie. Le zéro de la figure 28 étant relatif seulement aux épaisseurs d'écran, le parcours nul correspondra à l'abscisse $-0,25 \text{ mg./cm}^2$.

Extrapolation des rayons β : d'après la courbe de la figure 26 nous pouvons sans erreur extrapoler en ligne droite, ce qui nous donne pour 100 rayons β mesurés avec l'écran de référence, 114 rayons β mesurés sans absorption.

Si nous extrapolons en ligne droite les différentes parties linéaires B, C, D, E nous trouvons respectivement comme électrons mesurés dans chacune des raies pour 114 rayons β :

B : 15 C : 111 D : 40 E : 83

et si nous tenons compte maintenant des facteurs correctifs tirés de la figure 34 nous avons :

B : 14 C : 106 D : 39 E : 83.

7. Mesure du rendement des compteurs. — Les électrons des raies de conversion étant plus ionisants que les rayons β nous devons nous attendre à ce que le rendement des compteurs soit plus élevé pour les premiers que pour les seconds. Ceci tendrait à majorer en valeur relative le nombre des électrons de conversion. Il est donc indispensable de corriger cet effet et pour cela de mesurer le rendement des compteurs dans ces deux cas.

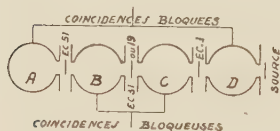


Fig. 35.

Entre A et B d'une part, entre C et D d'autre part, nous avons disposé des écrans très minces (1 et 51) simplement pour éviter l'entraînement et entre B et C nous disposons soit un écran très mince (31) soit un écran arrêtant tous les rayons de conversion (19).

Nous considérons un rayon émis par la source et qui donne lieu à une coïncidence entre A et D, le rendement des compteurs B et C en coïncidence est égal à la probabilité pour que ce rayon donne lieu à une coïncidence entre B et C.

Nous enregistrons donc les coïncidences A, D pendant un certain temps et pendant le même temps nous mesurerons le nombre de celles

de ces coïncidences qui ne s'accompagnent pas de coïncidences B, C. Ce sera le défaut de rendement des compteurs B, C en coïncidence. En changeant l'écran entre B et C nous pourrions faire cette mesure soit pour les rayons β seuls, soit pour un mélange de rayons β et d'électrons de conversion en proportions connues.

Le montage est réalisé comme suit. Les compteurs A et D sont reliés au premier amplificateur à coïncidences, et les impulsions de coïncidences envoyées à l'amplificateur à anticoïncidences (étage bloqué). Les compteurs B et C sont reliés au second amplificateur à coïncidences et les impulsions de coïncidences envoyées à l'amplificateur à anticoïncidences (étage bloqueur).

Nous avons ainsi obtenu, pour 1 349 coïncidences A, D de rayons β 166 défauts d'enregistrement de coïncidences B, C soit un rendement :

$$\rho_{\beta} = 1 - \frac{166}{1\,349} = 0,86.$$

En ce qui concerne les mesures avec le mélange de rayons β et d'électrons de conversion la présence des trois écrans d'aluminium amène une importante diffusion des rayons mous ce qui fait que dans le quatrième compteur les rayons β et les rayons de conversion sont dans la proportion de 59 0/0 et 41 0/0. Pour cet ensemble on trouve 173 défauts de coïncidences B, C pour 1 841 coïncidences A, D, soit un rendement global :

$$1 - \frac{173}{1\,841} = 0,906$$

d'où l'on déduit le rendement pour les rayons de conversion :

$$0,906 = 0,59 \times 0,88 + 0,41 \times \rho_c$$

$$\rho_c = 0,94.$$

8. Valeur des coefficients de conversion. — Le nombre d'électrons présents dans chaque raie que nous avons trouvé à la fin du paragraphe 6 doit donc être rapporté non pas à 114 rayons β mais à :

$$\frac{114 \times 0,94}{0,88} = 122.$$

Nous en déduisons le nombre d'électrons de chaque raie émis par transition d'après la formule 6 (chap. IV, § 3) :

$$\alpha = 1,07 \frac{N_e}{N_{\beta}}$$

ce qui donne :

$$\begin{array}{ll} \text{B (47,2 kev)} : 0,12 & \text{C (35,5 kev)} : 0,93 \\ \text{D (23,6 kev)} : 0,34 & \text{E (électrons Auger)} : 0,73. \end{array}$$

Si nous mettons à part les électrons Auger nous arrivons à un total de 1,40 électron de conversion émis à chaque désintégration.

Ceci nous amène à une première conclusion. Puisqu'il y a plus d'un électron émis à chaque transition c'est que des deux hypothèses du paragraphe 4 du chapitre III, c'est la seconde qui est exacte. Rappelons qu'elle consiste à admettre que le niveau métastable est à 86 kev au-dessus du niveau fondamental et que la transition de l'un à l'autre se fait en passant par un niveau intermédiaire situé à 37 ou 49 kev au-dessus du niveau fondamental.

Pour le calcul des coefficients de conversion, il se présente une difficulté en raison de la superposition des raies de conversion K de 49 kev et L de 37 kev. Nous sommes obligés de supposer que conformément aux résultats de Grindberg et Roussinow qui n'ont observé aucun photon de 49 kev, la conversion de ce quantum est totale. Cela nous conduit aux résultats suivants en ce qui concerne les coefficients de conversion :

$$\begin{array}{ll} (49 \text{ kev})_{\text{L}} : 0,12 & (49 \text{ kev})_{\text{K}} : 0,88 \\ (37 \text{ kev})_{\text{L}} : 0,05 & (37 \text{ kev})_{\text{K}} : 0,34. \end{array}$$

La valeur obtenue pour la conversion totale du quantum de 37 kev est 39 o/o, un peu plus faible que celle de Grindberg et Roussinow (50 o/o).

9. Comparaison avec les valeurs théoriques. — Il est facile de calculer ce que seraient pour ces deux quanta les valeurs données par la théorie de la conversion interne en utilisant les renseignements donnés au chapitre II, paragraphe 9. Les résultats sont les suivants :

Quantum de 49 kev :

Ordre multipolaire		1	2	3	4	5
Electrique	α_{K}	0,35	0,75	0,59	0,35	0,19
	α_{L}	0,04	0,16	0,40	0,65	0,81
	$\frac{\alpha_{\text{K}}}{\alpha_{\text{L}}}$	8,35	4,65	1,47	0,55	0,23
Magnétique	α_{K}	0,19	0,73	0,81	0,76	0,71
	α_{L}	0,03	0,13	0,18	0,24	0,29
	$\frac{\alpha_{\text{K}}}{\alpha_{\text{L}}}$	6,7	5,8	4,4	3,2	2,3

Quantum de 37 kev :

Ordre multipolaire		1	2	3	4	5
Electrique	α_K . . .	0,53	0,77	0,45	0,20	0,09
	α_L . . .	0,06	0,20	0,55	0,80	0,91
	$\frac{\alpha_K}{\alpha_L}$. . .	8,5	3,9	0,62	0,25	0,10
	$\frac{\alpha_L}{\alpha_K}$. . .					
Magnétique	α_K . . .	0,31	0,79	0,79	0,73	0,65
	α_L . . .	0,05	0,15	0,21	0,27	0,35
	$\frac{\alpha_K}{\alpha_L}$. . .	6,3	5,3	3,8	2,7	1,9
	$\frac{\alpha_L}{\alpha_K}$. . .					

Si nous cherchons à rapprocher les valeurs théoriques des valeurs expérimentales, nous arrivons aux conclusions suivantes :

Quantum de 49 kev :

La concordance la meilleure, bien que pas très bonne, est obtenue en supposant qu'il s'agit d'une émission *octopolaire magnétique*. Les valeurs sont en effet :

	Expérimental	Théorique
α_K . . .	0,88	0,81
α_L . . .	0,12	0,18

Quantum de 37 kev :

On a un accord très satisfaisant en supposant qu'il s'agit d'une émission *dipolaire magnétique*. Les valeurs sont en effet :

	Expérimental	Théorique
α_K . . .	0,34	0,31
α_L . . .	0,05	0,05

10. Schéma de la transition et période de $^{80}\text{Br}^*$. — Il est donc établi maintenant que les deux quanta accompagnant la transition sont émis en cascade. Reste à savoir quel est celui qui est émis le premier et dont l'émission détermine la période de la transition isomérique. D'après les ordres multipolaires que nous venons d'attribuer à chaque émission il est évident que c'est la transition de 49 kev qui a la probabilité la plus faible et c'est donc elle qui détermine la période de la transition. La transition dipolaire de 37 kev étant beaucoup plus probable, l'émission du quantum correspondant doit suivre dans un délai très court. Le schéma de la transition isomérique est représenté figure 36.

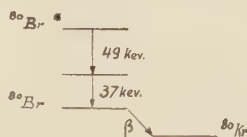


Fig. 36.

Nous allons donc chercher si cette attribution est en accord avec la période mesurée. Pour le calcul d'une probabilité de transition 2^3 polaire magnétique, nous n'avons à notre disposition que le modèle de la goutte liquide qui nous donne (formule 2, § 8, chap. II) la probabilité d'émission d'un photon par unité de temps, d'où l'on déduit la valeur de la période. En introduisant les valeurs numériques correspondant au cas envisagé on arrive à :

$$T_{\gamma} = 115.10^4 \text{ sec.}$$

Calculant maintenant le rapport d'embranchement pour une émission octopolaire magnétique d'après les formules de Hebb et Nelson (chap. II, § 9), on trouve :

$$\left(\frac{W_e}{W_{\gamma}}\right)_K = 117 \qquad \left(\frac{W_e}{W_{\gamma}}\right)_L = 27$$

d'où :

$$\frac{T_{\gamma}}{T} = 145$$

et la valeur finale de la période est :

$$T = 0,79.10^4 \approx 2,2 \text{ heures.}$$

La période mesurée expérimentalement étant 4,5 heures, et sachant que nous ne pouvons attendre actuellement mieux qu'un ordre de grandeur des formules dont nous avons fait usage nous devons considérer comme tout à fait satisfaisant le résultat de l'application au cas du brome de la formule de la goutte liquide. Nous devons également y voir une confirmation de l'attribution à la transition considérée du caractère 2^3 polaire magnétique.

11. Remarques. — 1° Au paragraphe 1^{er} du chapitre III nous avons indiqué que l'hypothèse selon laquelle la raie de 47,2 kev serait la conversion K d'un quantum de 60,6 kev devait être rejetée. Nous pouvons maintenant en donner les raisons. Comme il n'y a que 0,12 électron par transition dans cette raie on devrait observer de nombreux photons non convertis, ce qui n'a pas lieu. De plus il resterait 1,27 électron par transition pour la conversion du seul quantum de 37 kev ce qui est trop élevé. Pour ces deux raisons l'hypothèse envisagée est donc à rejeter.

2° Les valeurs des coefficients de conversion trouvées indiquent 1,21 conversion K par transition, ce qui donne pour probabilité d'un effet Auger, d'après l'intensité de la raie donnée au paragraphe 8 :

$$\frac{0,73}{1,21} = 60 \text{ o/o.}$$

Or la valeur exacte est 45 o/o. La raison de cet écart est sans doute que la raie formée par ces électrons se prête mal à une extrapolation, près de la moitié de son parcours étant constituée par l'atmosphère gazeuse du compteur.

CHAPITRE IX

Coïncidences entre électrons de conversion.

1. Position du problème. — Nous avons donc conclu au chapitre précédent à l'émission en cascade de deux quanta accompagnant la transition. Il est intéressant de se demander quelle peut être la durée de vie du niveau intermédiaire à 37 kev. Comme nous lui avons trouvé le caractère dipolaire magnétique nous appliquerons encore la formule correspondante dérivée du modèle de la goutte. Elle nous conduit, compte non tenu de la conversion interne à la période : $T_{\gamma} = 2.10^{-8}$ sec. D'autre part les formules de Hebb et Nelson conduisent à $\frac{W_e}{W_{\gamma}} = 0,56$ d'où la valeur réelle de la période $T = \frac{2}{1,56} \cdot 10^{-8}$ sec. $= 1,3 \cdot 10^{-8}$ sec.

Cette durée de vie est assez brève pour qu'il soit possible avec nos amplificateurs à coïncidences, dont le temps de résolution n'est que de $2,3 \cdot 10^{-6}$ sec., d'observer des coïncidences entre les électrons de conversion correspondant à l'émission des deux quanta de 37 et 49 kev. Nous avons en effet pu le faire et nous allons maintenant décrire les expériences réalisées dans ce but.

Nous avons encore utilisé pour cela le bloc à plusieurs compteurs mais nous avons opéré de la façon suivante. La source de $^{80}\text{Br}^*$ étant toujours disposée entre les compteurs C et D (fig. 37), ce sont les coïncidences B, D et C, E que nous allons maintenant enregistrer. Considérons par exemple le couple de compteurs B, D et imaginons un moment que nous enregistrons les impulsions du seul compteur B et que nous fassions la



Fig. 37.

courbe d'absorption du rayonnement de période 4,5 heures. Nous retrouverions alors la courbe d'absorption de la figure 30 éventuellement augmentée de l'absorption des photons qui peuvent venir déclencher le compteur B, effet qui de toute façon est très faible, et que nous négligerons. Nous retrouverons donc chacune des raies que nous avons appelées B, C, D, E avec les intensités respectives déjà obtenues. Supposons maintenant que nous mettions le compteur D en coïncidence avec le compteur B. Les impulsions données par ce

dernier ne seront plus enregistrées que si en même temps il se produit une impulsion dans D, c'est-à-dire si une autre particule est émise en même temps par la source dans l'angle solide défini par la fenêtre d'entrée de D. Une raie donnée ne se présentera plus maintenant avec la même intensité que précédemment mais avec cette intensité multipliée par la probabilité que possède un rayon de cette raie d'être accompagné de l'émission simultanée d'un autre rayon dans l'angle solide utile de D. La comparaison des intensités avec lesquelles se présentent les quatre raies dans les deux types d'expériences nous renseignera donc sur la probabilité d'émission simultanée de particules.

En fait le problème serait simple si nous n'avions affaire qu'à l'émission des deux raies de conversion. Mais il se complique beaucoup du fait de l'émission d'électrons Auger qui donnent des coïncidences avec les raies de conversion. Aussi est-il nécessaire avant de passer à la description des expériences d'effectuer quelques calculs préliminaires.

Tout d'abord, il faut évaluer l'angle solide sous lequel on voit de la source la fenêtre du premier compteur. Ce calcul serait très difficile à faire de façon rigoureuse, mais en fait cela n'est pas nécessaire. En effet la source et la fenêtre sont séparées par une distance faible (3 mm.) d'où il résulte une grande sensibilité de l'angle solide vis-à-vis des déplacements de la source. Un déplacement de 0,1 mm. de cette dernière entraîne une variation de 70,0 environ de l'angle solide et nous ne pouvons garantir quand nous changeons de source que



Fig. 38.



Fig. 39.

nous avons une fidélité de cet ordre pour la position. On obtient évidemment une compensation en ajoutant les mesures faites de part et d'autre mais la compensation est moins bonne que dans le cas des faibles angles solides que nous utilisons dans les mesures précédentes. De plus la surface de la

source n'est pas non plus reproduite d'une façon rigoureuse d'une mesure à l'autre. Dans ces conditions un calcul simplifié a été utilisé pour l'angle solide. Pour une fente rectangulaire de faible largeur (fig. 38) on aurait une assez bonne approximation en prenant :

$$\Omega = \frac{S}{r \cdot l},$$

mais dans le cas qui nous intéresse (fig. 39) il faut tenir compte de la forme semi-circulaire qui termine l'ouverture, et nous prendrons :

$$l = \sqrt{3^2 + 5^2} = 5,84 \text{ mm.}$$

d'où :

$$\Omega = \frac{44,5}{3 \times 5,84} = 2,54,$$

ce qui représente la fraction $\frac{2,54}{12,55} = 0,20$ de l'angle solide total.

Nous examinerons maintenant la question suivante. Toute transition se fait avec émission d'un quantum de 49 kev et d'un quantum de 37 kev. Mais ceux-ci, comme nous le savons, peuvent être convertis dans la couche K, ou dans la couche L, ou non convertis en ce qui concerne le second. De plus le quantum X qui suit la conversion K peut donner lieu ou non à l'émission d'un électron Auger. Il y a donc de nombreuses possibilités différentes pour une transition donnée si l'on fait entrer tous ces éléments en ligne de compte. Comme nous connaissons les probabilités individuelles de chacun des processus envisagés (d'après les résultats du chapitre précédent en ce qui concerne les conversions et la probabilité connue de l'effet Auger étant de 45 o/o) il est possible de calculer *a priori* les probabilités de chaque type de transition, à condition de supposer que toutes les probabilités composantes sont indépendantes. Le calcul donne les résultats indiqués dans le tableau ci-dessous.

Quantum 49 Kev	Quantum 37 Kev	Électrons Auger associés à (49) _K (37) _K		Particules émises
conv. K 0,88	conv. K 0,299	1	1 0,060	4 : (49) _K , el. A., (37) _K , el. A.
		1	0 0,074	3 : (49) _K , el. A., (37) _K
		0	1 0,074	3 : (49) _K , (37) _K , el. A.
		0	0 0,091	2 : (49) _K , (37) _K
	conv. L 0,048	1	0 0,0216	3 : (49) _K , el. A., (37) _L
		0	0 0,0264	2 : (49) _K , (37) _L
	non conv. 0,533	1	0 0,239	2 : (49) _K , el. A.
		0	0 0,294	1 : (49) _K
conv. L 0,12	conv. K 0,0408	0	1 0,0183	3 : (49) _L , (37) _K , el. A.
		0	0 0,0225	2 : (49) _L , (37) _K
	conv. L 0,0065	0	0 0,0065	2 : (49) _L , (37) _L
	non conv. 0,0727	0	0 0,0727	1 : (49) _L

Remarquons maintenant que si n particules sont émises simultanément, l'une d'elle étant détectée par le compteur B, la probabilité pour que l'une au moins des autres tombe dans l'angle solide utile du compteur D est égale à $1 - (0,80)^{n-1}$ soit 0,20 pour $n = 2$, 0,36 pour $n = 3$, 0,485 pour $n = 4$.

Nous avons maintenant tous les éléments nécessaires pour calculer la probabilité de coïncidence pour un rayon de chacune des raies B, C, D, E décelées par l'étude du rayonnement effectuée au chapitre précédent.

Nous faisons ce calcul dans les deux hypothèses suivantes :

1° l'émission des deux quanta est simultanée (intervalle $< 2,3 \cdot 10^{-6}$ sec.) ;

2° l'émission des deux quanta n'est pas simultanée (intervalle $> 2,3 \cdot 10^{-6}$ sec.).

Pour fixer les idées nous donnons le détail du calcul dans le cas de la raie D (conversion K du quantum de 37 kev). On opérerait de la même façon dans les autres cas.

Type de transition	Probabilité	Émission simultanée		Émission non simultanée	
		Nombre de particules pouvant donner lieu à coïncidence	Probabilité d'une coïncidence	Nombre de particules pouvant donner lieu à coïncidence	Probabilité d'une coïncidence
$(37)_K$, él. A., $(49)_K$, él. A.	0,060	4	0,0293	2	0,0120
$(37)_K$, él. A., $(49)_K$	0,074	3	0,0266	2	0,0148
$(37)_K$, $(49)_K$, él. A.	0,074	3	0,0266	0	0
$(37)_K$, $(49)_K$	0,091	2	0,0018	0	0
$(37)_K$, él. A., $(49)_L$	0,0183	3	0,0066	2	0,0036
$(37)_K$, $(49)_L$	0,0225	2	0,0045	0	0
	0,3398		0,0954		0,0304

A une particule de la raie D correspond donc :

$$\frac{0,0954}{0,0398} = 0,28 \text{ coïncidence si l'émission est simultanée et :}$$

$$\frac{0,0304}{0,3398} = 0,09 \text{ coïncidence si l'émission n'est pas simultanée.}$$

L'ensemble des résultats obtenus de cette façon est résumé dans le tableau ci-dessous :

		Raie B	C	D	E
Nombre de coïncidences par particule	Emission simultanée. .	0,10	0,19	0,28	0,33
	Emission non simultanée.	0	0,08	0,09	0,16

Il nous reste maintenant à comparer ces valeurs aux résultats expérimentaux.

2. Mode opératoire. — Le mode opératoire suivi est calqué sur celui qui a permis la détermination de la courbe d'absorption du rayonnement de conversion. Il n'y a donc pas lieu d'y revenir. La seule différence est dans le mode d'association différent des compteurs que nous avons déjà indiqué. Pour simplifier le langage nous le désignerons sous le nom de « coïncidences croisées ».

Il a fallu naturellement déterminer la courbe d'absorption en coïncidences croisées pour ^{82}Br . Le résultat de cette mesure est représenté par la figure 40. En ordonnées on a porté le nombre de coïncidences croisées obtenues pour une coïncidence non croisée mesurée avec l'écran de référence. La courbe ainsi obtenue est utilisée pour la détermination des corrections dues à la présence de ^{82}Br .

La mesure des coïncidences croisées est beaucoup moins précise que celle des coïncidences non croisées. En effet

pour une intensité de source donnée leur nombre est nettement plus faible comme l'indique déjà le tableau donné à la fin du paragraphe précédent. Comme nous ne pouvons pas augmenter l'intensité des sources sans risque d'amener la saturation des compteurs voisins et que la durée des mesures est limitée par la décroissance nous aurons des erreurs statistiques plus élevées.

De plus les coïncidences fortuites cessent d'être négligeables. En effet les impulsions dans les deux compteurs doivent maintenant être considérées comme indépendantes à l'inverse de ce qui se passait pour les coïncidences non croisées (chap. VI, § 4). Nous avons déterminé dans chaque cas le nombre des coïncidences fortuites de la façon suivante. Raisonnons encore sur le couple de compteurs B, D (fig. 37).

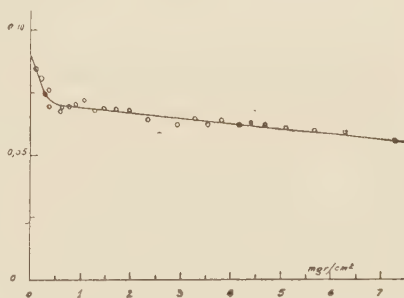


Fig. 40.

A l'inverse des impulsions de D, celles de B sont toujours en nombre assez peu élevé pour être mesurables avec nos numérateurs. Si nous débranchons de l'amplificateur à coïncidence le compteur B et si nous le remplaçons par un compteur K quelconque soumis à l'action d'une source lui assurant un taux de comptage égal à celui de B nous enregistrerons les coïncidences fortuites dans les conditions de fonctionnement normales. En réalité comme on ne peut ajuster à chaque instant les taux de comptage de B et de K on opère avec une source de valeur constante et de l'ordre de grandeur convenable et on fait une correction proportionnelle. L'intensité des coïncidences fortuites ainsi déterminée nous a permis de confirmer que dans le cas des coïncidences non croisées on pouvait les négliger.

Les mesures de coïncidences croisées pour les écrans les plus épais utilisés deviennent assez imprécises car alors toutes les circonstances défavorables se trouvent réunies. Au-delà de $3,5 \text{ mg./cm}^2$ les intensités mesurées ne dépassent pas 15 impulsions par minute (en faisant la somme des deux couples B, D et C, E) sur lesquelles plus de la moitié sont à retrancher au titre des coïncidences fortuites ou de la période de 34 heures. Il y a donc lieu de considérer que dans cette région les résultats ne donnent que des ordres de grandeur.

3. Résultats des mesures. — La courbe d'absorption en coïncidences croisées du rayonnement de $^{80}\text{Br}^*$ obtenue de la manière qui

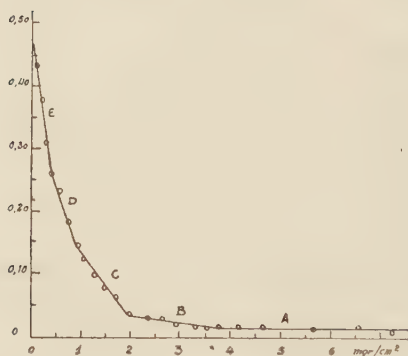


Fig. 41.

vient d'être indiquée est représentée par la figure 41. En ordonnée on a porté le nombre de coïncidences pour une coïncidence non croisée mesurée avec l'écran de référence. Elle peut être décomposée en cinq parties A, B, C, D, E correspondant aux cinq parties de même nom obtenues en coïncidences non croisées.

La partie A correspond à des coïncidences faisant intervenir les rayons β ou des rayons γ les accompagnant, et d'intensité très faible. Les autres parties

correspondent aux quatre raies connues. Nous pouvons faire la décomposition de la courbe totale en suivant la méthode indiquée au chapitre précédent et nous obtenons pour les intensités rapportées à un rayon β enregistré en coïncidence non croisée :

$$B = 0,033$$

$$C = 0,202$$

$$D = 0,129$$

$$E = 0,234.$$

Les mesures en coïncidences non croisées nous avaient donné comme intensité des raies rapportées à la même grandeur (chap. VIII, § 6) :

$$B=0,14 \qquad C=1,06 \qquad D=0,39 \qquad E=0,83$$

ce qui nous donne le nombre de coïncidences pour un rayon de chacune de ces raies :

$$B=0,23 \qquad C=0,19 \qquad D=0,33 \qquad E=0,28.$$

Si nous comparons maintenant ces valeurs expérimentales aux valeurs calculées à la fin du paragraphe 1^{er}, il est clair qu'il faut conclure à l'émission simultanée des deux quanta.

Il n'y a pas lieu d'être très surpris de trouver pour la raie B une valeur double de la valeur calculée car nous avons déjà insisté sur l'imprécision élevée des mesures dans la région où cette raie se manifeste. Ce qui est important c'est d'avoir observé des coïncidences pour cette raie. Pour les autres raies l'accord numérique est satisfaisant.

CHAPITRE X

Retour sur ⁸³Br.

1. Raies de conversion. — Nous allons revenir maintenant à l'étude de la courbe d'absorption donnée figure 27. Cette courbe présente trois points anguleux correspondant à des épaisseurs d'écrans de 0,40-1,90 et 4,65 mg./cm². Ces discontinuités traduisent l'existence de trois raies électroniques dont la première est manifestement une raie d'électrons Auger.

D'après la courbe empirique de la figure 33 les deux autres parcours correspondent à des énergies de 34 et 53 kev. La différence de ces énergies est 20 kev et diffère assez fortement de 12 kev (différence entre les discontinuités d'absorption K et L du brome) pour que malgré l'imprécision expérimentale on puisse en déduire que ces deux raies ne sont pas la conversion K et L du même quantum. Dans ces conditions il existe un certain arbitraire dans l'estimation des photons qui donnent naissance à ces raies, selon qu'on considère celles-ci comme des raies de conversion K ou L. On aurait ainsi : raie de 34 kev → quantum de 35,5 kev (L) ou de 47,5 kev (K); raie de 53 kev → quantum de 54,5 kev (L) ou de 66,5 kev (K).

On notera cependant que la présence d'électrons Auger indique l'existence d'une conversion K, mais comme nous n'avons pas étudié l'absorption au-dessus de 7,27 mg./cm² il peut y avoir dans cette

région encore d'autres raies et nous ne pouvons pas affirmer que les électrons Auger soient associés à l'une des précédentes. Quoi qu'il en soit, notre résultat est en désaccord avec celui de Downing et Roberts (64) qui ont trouvé que la radioactivité de ^{82}Br n'était pas accompagnée de l'émission de raies X, d'où ils ont conclu que 5 o/o au maximum des désintégrations β étaient accompagnés de conversion interne. Ici nous ne pouvons donner le pourcentage exact de conversions par rapport aux désintégrations β , car nous ne sommes pas sûr que la fin de la courbe d'absorption corresponde au spectre β pur, mais nous pouvons la considérer comme une limite supérieure. Nous pouvons alors en déduire une limite inférieure du nombre d'électrons Auger et par suite du nombre de conversion K par désintégration. On trouve ainsi qu'il y a au moins 0,5 conversion K par désintégration β .

2. Les mesures d'absorption en coïncidences croisées. — Les résultats obtenus avec ^{82}Br sont représentés par la figure 40. Cette courbe ne montre que la discontinuité relative aux électrons Auger, ce qui indique qu'il n'y a pas de coïncidences entre rayons de conversion ni entre rayons β et rayons de conversion. Celles que l'on mesure sont certainement des coïncidences entre rayons β et γ . Les mesures de Downing et Roberts (64) ont en effet montré que celles-ci étaient nombreuses.

La présence d'une raie d'électrons Auger traduit l'existence de coïncidences entre ceux-ci et les rayons de conversion K correspondants.

3. Interprétation. — L'absence de coïncidence entre les deux raies de conversion indique que leur émission n'est pas simultanée. On peut donc imaginer une émission en cascade mais avec un intervalle de temps supérieur à $2,3 \cdot 10^{-6}$ sec., soit deux modes alternatifs de transition.

Le fait que l'on n'observe pas de coïncidences entre les raies de conversion et les rayons β indique qu'il ne s'agit pas de quanta émis immédiatement après la désintégration β , celle-ci ayant laissé le noyau dans un état excité.

Deux hypothèses nous paraissent compatibles avec les faits observés :

1° la période de 34 heures n'est pas celle de ^{82}Br , mais celle d'un état métastable qui subit la transition isomérique $^{82}\text{Br}^* \rightarrow ^{82}\text{Br}$, la période de désintégration β de ^{82}Br étant assez courte pour que l'on ait toujours pratiquement l'équilibre de régime ;

2° la désintégration β de ^{82}Br produit ^{82}Kr dans un état excité métastable (de vie supérieure à $2,3 \cdot 10^{-6}$ sec.).



CONCLUSION

L'étude à laquelle nous nous sommes livré sur la transition isomérique du brome nous a permis de mettre en évidence les points suivants :

1° La méthode proposée s'est révélée adaptée à la mesure des coefficients de conversion.

2° Les valeurs obtenues dans le cas de $^{80}\text{Br}^*$ sont pour le quantum de 49 kev : $\alpha_K = 0,88$ et $\alpha_L = 0,12$ et pour celui de 37 kev : $\alpha_K = 0,34$ et $\alpha_L = 0,05$.

3° Nous avons pu montrer que les deux quanta sont émis en cascade et séparés par un intervalle inférieur à $2,3 \cdot 10^{-6}$ sec.

4° Le quantum de 49 kev doit être octopolaire magnétique et c'est lui qui détermine la période de la transition isomérique. Le quantum de 37 kev doit être dipolaire magnétique.

5° Aucune raie de conversion n'est associée à la période 18 minutes de l'état fondamental de ^{80}Br .

6° Deux raies de conversion accompagnent la désintégration β de ^{82}Br . L'absence de coïncidences de ces raies entre elles et avec les rayons β conduit à envisager la possibilité d'un cas d'isométrie pour ^{82}Br ou ^{82}Kr .

BIBLIOGRAPHIE

1. HAHN. — *Naturw.*, **9** (1921), 84.
2. FEATHER et BRETSCHER. — *Proc. Roy. Soc.*, **165** (1938), 539.
3. FERMI et collaborateurs. — *Proc. Roy. Soc.*, **149** (1935), 522.
4. BOTHE et GENTNER. — *Zeit. f. Phys.*, **106** (1937), 235.
5. SOLTAN et WERTENSTEIN. — *Nature*, **141** (1938), 76.
6. FLEISCHMANN. — *Zeit. f. Phys.*, **107** (1937), 205.
7. VON WEIZSACKER. — *Naturw.*, **24** (1936), 813.
8. LAWSON et CORK. — *Phys. Rev.*, **67** (1940), 356 (abs. 37) et **57** (1940), 962.
9. CURTIS et RICHARDSON. — *Phys. Rev.*, **57** (1940), 1121.
10. HEITLER. — *Quantum Theory of Radiation*, 127.
11. DODÉ et PONTECORVO. — *C. R. Ac. Sc.*, **207** (1938), 287.
12. ROUSSINOW et YUSEPHOWITCH. — *Phys. Rev.*, **55** (1939), 979.
13. SEGRÉ, HALFORD et SEABORG. — *Phys. Rev.*, **58** (1939), 321.
14. PONTECORVO et LAZARD. — *C. R. Ac. Sc.*, **208** (1939), 99.
15. MATTAUCH et FLÜGGE. — *Kernphysikalische Tabellen*, Berlin, 1942.
16. HELMHOLZ. — *Phys. Rev.*, **60** (1941), 415.
17. MATTAUCH. — *Zeit. f. Phys.*, **117** (1940), 250.
18. BETHE. — *Reviews of Modern Physics*, **8** (1936), 100.
19. FEATHER et BRETSCHER. — *Proc. Roy. Soc.*, **165** (1938), 830.

- 20 FLÜGGE. — *Zeit. f. Phys.*, **117** (1940), 255.
21. FLÜGGE. — *Phys. Zeit.*, **42** (1941), 221.
22. DANCOFF et MORRISON. — *Phys. Rev.*, **55** (1939), 122.
23. HEITLER. — *Proc. Camb. Phil. Soc.*, **32** (1936), 112.
24. HANSEN. — *Phys. Rev.*, **47** (1935), 139.
25. SACHS. — *Phys. Rev.*, **57** (1940), 194.
26. DE BROGLIE. — *Mécanique ondulatoire des systèmes de corpuscules*, chap. VII et VIII, Gauthier-Villars, éd., Paris, 1939.
27. BETHE. — *Reviews of Modern Physics*, **9** (1937) 212 (section B).
28. KOYENUMA. — *Zeit. f. Phys.*, **117** (1941), 352.
29. BOHR et KALCKAR. — *Kgl. Dansk. Acad.*, 1939.
30. BOHR et WHERLER. — *Phys. Rev.*, **56** (1939), 426.
31. BETHE. — *Reviews of Modern Physics*, **9** (1937), 86.
32. BETHE. — *Reviews of Modern Physics*, **9** (1937), 96.
33. BETHE. — *Reviews of Modern Physics*, **9** (1937), 223.
34. IRWING LOWEN. — *Phys. Rev.*, **59** (1941), 835.
35. FLÜGGE. — *Ann. der Physik*, **39** (1941), 373.
36. BERTHELOT. — *Cahiers de Physique*. A paraître prochainement.
37. BERTHELOT. — A paraître prochainement aux *Actualités scientifiques*.
38. HEBB et UHLENBECK. — *Physica*, **5** (1938), 605.
39. HEBB et NELSON. — *Phys. Rev.*, **58** (1940), 486.
40. FEENBERG. — *Phys. Rev.*, **55** (1939), 604.
41. VON WEIZSACKER. — *Naturw.*, **27** (1939), 133.
42. BERTHELOT. — *Journal de Physique*, **3** (1942), 52.
43. ALICHANOV, ALICHANIAN, DZELEPOW. — *Nature*, **136** (1935), 257.
44. ALICHANOV, ALICHANIAN, DZELEPOW. — *Physik. Zeit. Zowjet.*, **10** (1936), 78.
45. VALLEY et MAC CREARY. — *Phys. Rev.*, **55** (1939), 666.
46. VALLEY et MAC CREARY. — *Phys. Rev.*, **56** (1939), 863.
47. SZILARD et CHALMERS. — *Nature*, **134** (1934), 462.
48. DAUDEL. — *C. R. Ac. Sc.*, **216** (1943), 46.
49. SEGRÉ, HALFORD et SEABORG. — *Phys. Rev.*, **55** (1939), 321.
50. DE VAULT et LIBBY. — *Phys. Rev.*, **56** (1939), 322.
51. Mme CURIE. — *Radioactivité*, I, 191.
52. KOURTCHAKOV et collaborateurs. — *C. R. Ac. Sc.*, **200** (1935), 1201.
53. GRINBERG et ROUSSINOW. — *Phys. Rev.*, **58** (1940), 181.
54. DE VAULT et LIBBY. — *Phys. Rev.*, **58** (1940), 688.
55. SIDAY. — *Proc. Roy. Soc.*, **178** (1941), 189.
56. MAZE. — *Journal de Physique*, **9** (1938), 162.
57. NEHER. — *Rev. of Scientific Instruments*, **10** (1939), 29.
58. BERTHELOT. — *C. R. Ac. Sc.*, **212** (1941), 1087.
59. GORODETSKY. — *C. R. Ac. Sc.*, **208** (1939), 1987.
60. HULL et SEELIG. — *Phys. Rev.*, **60** (1941), 553.
61. SCHONLAND. — *Proc. Roy. Soc.*, **104** (1923), 235.
62. SCHONLAND. — *Proc. Roy. Soc.*, **108** (1925), 187.
63. ARNOELT. — *Annales de Physique*, **12** (1939), 315.
64. DOWNING et ROBERTS. — *Phys. Rev.*, **59** (1941), 940 (abs. 138).

TABLE DES MATIERES

AVANT-PROPOS	Pages I
PREMIÈRE PARTIE. — Généralités sur l'isométrie nucléaire.	
CHAPITRE PREMIER. — <i>Le phénomène de l'isométrie nucléaire.</i>	4
1. La découverte du phénomène	4
2. Identification de l'isométrie à la métastabilité d'un niveau	6
3. Les différents types d'isométrie possibles. La conversion interne	7
4. Les méthodes expérimentales	10
5. Méthodes d'obtention des paires d'isomères.	11
6. Tableau des cas d'isométrie actuellement connus	12
CHAPITRE II. — <i>Les théories et les modèles.</i>	15
1. Les lois empiriques de Mattauch	15
2. Classification des tentatives théoriques	18
3. Le changement de moment angulaire	19
4. Le changement de parité	21
5. Le changement de symétrie	23
6. Le modèle de Koyenuma	25
7. Le modèle statique de la goutte liquide.	26
8. Le modèle dynamique de la goutte liquide.	27
9. La théorie de la conversion interne	29
10. Essai de classification empirique des cas d'isométrie	32
DEUXIÈME PARTIE. — Etude de l'isométrie nucléaire du brome 80.	
CHAPITRE III. — <i>L'isométrie du brome 80</i>	36
1. Les électrons de conversion	36
2. Application de l'effet Szilard-Chalmers à la transition isomérique	37
3. Etude des rayons X et γ	39
4. Le schéma de la transition isomérique	40
5. Les coefficients de conversion	41
CHAPITRE IV. — <i>Principe de la mesure des coefficients de conversion.</i>	43
1. Objet du présent travail.	43
2. Rappel du problème radioactif de deux corps	44
3. Application aux transitions isomériques	47
4. Causes d'erreurs et précautions à prendre. Expériences complémentaires	48

	Pages
CHAPITRE V. — <i>Description de l'appareillage utilisé.</i>	49
1. Le bloc à cinq compteurs	49
2. Les supports de sources et d'écrans	50
3. Les amplificateurs à coïncidences.	51
4. Le système de numération	52
5. L'amplificateur à anticoincidence	55
6. Les écrans absorbants	56
7. Les sources et l'influence du support	56
CHAPITRE VI. — <i>Opérations préliminaires.</i>	57
1. Le palier des compteurs.	57
2. Examen de l'entraînement des compteurs	59
3. Etalonnage du numérateur.	60
4. Mouvement propre et coïncidences fortuites	61
CHAPITRE VII. — <i>Mesures sur ^{80}Br fondamental et ^{82}Br.</i>	62
1. Préparation des sources de ^{80}Br	62
2. Exécution des mesures	63
3. Résultats des mesures	65
4. Mode opératoire avec ^{82}Br	65
5. Résultats des mesures	66
CHAPITRE VIII. — <i>Etude de la transition isomérique $^{80}\text{Br}^* \rightarrow ^{80}\text{Br}$</i>	67
1. Préparation des sources.	67
2. Méthode de mesure	67
3. Résultats des mesures et courbe d'absorption	69
4. L'absorption d'une raie monocinétique d'électrons	70
5. Les parcours des raies de conversion de $^{80}\text{Br}^*$	72
6. Les intensités mesurées des raies de conversion	74
7. Mesure du rendement des compteurs.	74
8. Valeur des coefficients de conversion	75
9. Comparaison avec les valeurs théoriques	76
10. Schéma de la transition et période de $^{80}\text{Br}^*$.	77
11. Remarques	78
CHAPITRE IX. — <i>Coïncidences entre électrons de conversion</i>	79
1. Position du problème	79
2. Mode opératoire	83
3. Résultat des mesures	84
CHAPITRE X. — <i>Retour sur ^{82}Br.</i>	85
1. Raies de conversion.	85
2. Les mesures d'absorption en coïncidences croisées	86
3. Interprétation	86
CONCLUSION	87
BIBLIOGRAPHIE	87

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

**La représentation multipolaire
des champs électromagnétiques maxwelliens.**

VU ET APPROUVÉ :

Paris, le 3 novembre 1943.

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

PAUL MONTEL.

VU ET PERMIS D'IMPRIMER :

Le Recteur de l'Académie de Paris,

GILBERT GIDEL.

